

Sommaire

Interactions effectives, théories de champ moyen, masses et rayons nucléaires

J. Meyer

1	Introduction	3
----------	---------------------	----------

2	Les théories de champ moyen	5
1.	L'approximation de particules indépendantes	5
2.	Une théorie de champ moyen non relativiste : la méthode Hartree-Fock	5
3.	Les théories de champ moyen relativiste	9
4.	Au-delà du champ moyen : les corrélations d'appariement	11
5.	L'approximation BCS pour les corrélations d'appariement	12
6.	Une méthode semiclassique auto-cohérente : ETFSI	14
7.	Au-delà du champ moyen	15

3	La notion d'interaction effective	17
1.	De l'interaction NN libre à l'interaction NN dans le noyau	17
2.	Les interactions effectives phénoménologiques	20

4	La construction d'une interaction effective de type Skyrme	27
1.	La matière nucléaire infinie symétrique	27
2.	La matière nucléaire infinie asymétrique	38
3.	La matière nucléaire semi-infinie : l'énergie de surface	46
4.	Autres quantités importantes	51
5.	Quelques noyaux sphériques à l'approximation Hartree-Fock	52
<hr/>		
5	Résultats et discussions	61
1.	Masses et rayons de noyaux sphériques	61
2.	Décalages isotopiques sur les rayons de charge	64
3.	S_{2n} , S_{2p} et nombres magiques	65
4.	La région des noyaux super-lourds	69
5.	Halos et peaux de neutrons	70
<hr/>		
6	Conclusions	73
<hr/>		
7	Perspectives	75
1.	Au niveau Hartree-Fock	75
2.	Au niveau HF+BCS ou HFB	75
3.	Au niveau des théories relativistes	76
4.	Au niveau HF/HFB versus la méthode ETFSI et au-delà	78
5.	Au niveau de la force effective	78
6.	Au niveau des expériences	83
<hr/>		
	Annexes	87
<hr/>		
	Références	97

Interactions effectives, théories de champ moyen, masses et rayons nucléaires*

J. Meyer¹

Résumé

Le principal propos de cet ouvrage est : (i) de passer en revue les outils théoriques utilisés sous le sigle « *théories microscopiques de champ moyen* ». Sans entrer dans le détail des formalismes (le lecteur sera systématiquement renvoyé « *pour en savoir plus* » à des cours plus complets qui ont déjà été donnés dans le passé à l'École Joliot-Curie) il s'agira surtout de préciser le contexte, les hypothèses et les approximations qui se cachent sous les sigles : Hartree-Fock (HF), Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB), Approximation BCS (HFBCS), Champ Moyen Relativiste (RMF), Approximations Hartree (RH), Hartree-Fock (RHF) et Hartree-Bogoliubov (RHB) Relativistes, ... ; (ii) de présenter la procédure générale et les ingrédients qui entrent dans la construction d'une interaction effective, élément de base de ces théories dont l'intérêt majeur est de livrer des résultats comparables à l'expérience sans paramètre ajustable ; (iii) de discuter des effets des différentes approximations ou interactions effectives sur des résultats expérimentaux pris dans diverses zones de noyaux. Ces discussions seront surtout centrées sur les masses et les rayons des noyaux mais aussi sur certaines quantités plus significatives que l'on peut en extraire : énergies de séparation de deux neutrons ou de deux protons (S_{2n} , S_{2p}), effets de couches et nombres magiques loin de la stabilité, effets de couches dans les régions des noyaux super-lourds, barrières de fission, halos et peaux de neutrons.

* Cours donné à la XIX^e École Internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire : *Astrophysique Nucléaire : Du Microcosme Nucléaire au Macrocosome Astrophysique*, Spa, Belgique, 10-16 septembre 2000.
1. Institut de Physique Nucléaire de Lyon, CNRS-IN2P3/Université Claude Bernard Lyon-1, 69622 Villeurbanne Cedex, France.

Abstract**Effective interactions, mean field theories,
masses and nuclear radii**

A review of effective interactions used in mean field theories for the description of properties of atomic nuclei is presented. Relativistic as well as non relativistic theories are discussed with a special attention to the cases where their results are very different. We will concentrate on the effective forces built up to investigate the nuclear medium in extreme conditions. Masses and r.m.s. radii along long chain of isotopes will be discussed. Large deformations, as observed in the fission of heavy nuclei, and exotic neutron rich nuclei will be taken as examples of these extreme conditions.

Introduction

Les méthodes microscopiques utilisant l'approximation de champ moyen ont acquis au fil des ans un degré de fiabilité remarquable pour la description des propriétés statiques et dynamiques des noyaux. On peut désormais en attendre des prédictions théoriques raisonnables pour décrire non seulement les propriétés des états fondamentaux des noyaux mais aussi des conditions extrêmes d'énergie d'excitation (de température ?), de spin ou d'isospin, c'est-à-dire d'une manière générale très loin de la stabilité normale du fluide nucléaire.

Les propriétés statiques concernent essentiellement les états fondamentaux des noyaux : énergies de liaison, rayons, énergies de séparation de un ou deux nucléons (neutrons ou protons), effets de couches autour des nombres magiques qui sont généralement bien décrites dans le cadre des formalismes Hartree-Fock ou Hartree-Fock-Bogoliubov en prenant en compte les corrélations d'appariement. Les propriétés dynamiques concernent plus généralement les états excités : excitations individuelles ou collectives, résonances géantes, fission, dynamique d'une collision, ... pour lesquelles il est indispensable d'aller « au-delà de l'approximation de champ moyen » pour obtenir une description convenable des observables expérimentales. Pour être cohérentes, les méthodes utilisées, approximation des phases aléatoires ou méthode de la coordonnée génératrice par exemple, sont toutes basées sur un ensemble de fonctions d'onde statiques issues d'un calcul de type « champ moyen » et à ce titre peuvent être générées comme des approximations successives du formalisme général Hartree-Fock dépendant du temps.

Tout d'abord non relativistes, c'est-à-dire formulés dans le cadre de l'équation de Schrödinger, et maintenant relativistes, *i.e.* dans un cadre utilisant l'équation de Dirac, ces modèles utilisent tous comme ingrédient fondamental une interaction effective (ou un lagrangien effectif) qui est généralement construit de manière phénoménologique. Le caractère « effectif » doit être ici pris avant tout comme une manière de masquer les difficultés théoriques majeures qui apparaissent lors de l'utilisation, dans le noyau, d'interactions nucléon-nucléon (NN) « réalistes », c'est-à-dire en général construites à partir des données expérimentales de l'interaction NN libre. Ces interactions (ou ces lagrangiens) « effectives » obéissent avant tout à des critères de simplicité et leurs paramètres sont fixés **une fois pour toutes** pour décrire un certain nombre de propriétés fondamentales du milieu nucléaire.

Les plus anciennes paramétrisations de ces interactions effectives ont été déterminées à partir de calculs sur des noyaux sphériques appartenant à la vallée

de stabilité. Au fil des ans, ces paramétrisations ont évolué pour répondre à des données expérimentales nouvelles dont la prise en compte s'est avérée indispensable. Les données apportées par les résonances géantes observées dans de nombreux noyaux sont un exemple de cette évolution. Les outils microscopiques étant maintenant de plus en plus utilisés pour prédire des phénomènes exotiques dans des situations extrêmes, loin de la vallée de stabilité, il faut se poser le problème de l'*adéquation* de ces interactions à de telles conditions et ainsi construire de nouvelles forces mieux adaptées à ces situations exotiques.

Cet ouvrage se divise en trois parties. Dans une première partie, on rappelle succinctement les principales hypothèses qui gouvernent les théories microscopiques qui utilisent l'approximation de champ moyen pour décrire les propriétés des noyaux. Dans une seconde partie, la notion d'interaction effective est introduite et les principales forces effectives phénoménologiques sont rapidement présentées. On analyse en particulier la force de portée nulle de Skyrme pour décrire les ingrédients qui entrent dans la construction d'une telle force effective. On présente aussi une procédure possible de détermination de ses paramètres phénoménologiques à partir des données globales du milieu nucléaire. Même si la présentation de cette procédure est faite dans le cadre d'une interaction de portée nulle de type Skyrme, on s'attache à généraliser aux forces de portée finie comme aux lagrangiens relativistes les liens fondamentaux qui existent entre certains termes de l'interaction et certaines propriétés du fluide nucléaire. La dernière partie est consacrée à une discussion des résultats comparés principalement sur les masses, les rayons nucléaires et les quantités que l'on peut en déduire.

La conclusion tentera une revue non exhaustive et probablement très subjective de quelques voies possibles de progrès de ces modèles microscopiques pour lesquels une réflexion théorique particulière à certaines approximations reste encore à mener. Quelques expériences maintenant possibles avec des faisceaux exotiques ou dans des régions extrêmes (noyaux super-lourds par exemple) seront évoquées car en apportant une réponse expérimentale à un problème théorique elles pourraient également être une source de progrès pour ces modèles ou pour les interactions qu'ils utilisent.

Les théories de champ moyen

1. L'approximation de particules indépendantes

L'approximation de particules indépendantes constitue l'hypothèse fondamentale de base de toutes les théories utilisant l'approximation de champ moyen : dans le noyau, les nucléons évoluent indépendamment les uns des autres sous l'influence d'un potentiel moyen qu'ils créent collectivement. Cette approximation trouve une justification expérimentale solide par exemple dans le cadre du modèle des couches et dans l'observation des nombres magiques. Un calcul simple [1–3] permet de justifier cette approximation en évaluant le libre parcours moyen d'un nucléon dans le noyau : pour un nucléon ayant une énergie cinétique de 10 MeV, ce libre parcours moyen vaut environ 15 fm, c'est-à-dire plusieurs fois les dimensions du noyau. L'explication de ce résultat est simple : le principe de Pauli limite fortement les états finals possibles lors d'une collision de deux nucléons dans le noyau : un nucléon ne « voit » donc quasiment pas les autres nucléons mais ne fait que « ressentir » un potentiel moyen qui le rappelle à l'intérieur du noyau.

2. Une théorie de champ moyen non relativiste : la méthode Hartree-Fock¹

Contrairement au modèle des couches, une théorie de champ moyen permet de dériver le champ moyen nucléaire de manière microscopique. L'ingrédient de base en est un hamiltonien microscopique effectif (ci-dessous non-relativiste) :

$$H = K + V = \sum_{i=1}^A \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j=1}^A v_{ij}^{\text{eff}}. \quad (1)$$

Dans la méthode de Hartree-Fock (HF), la fonction de l'état fondamental du noyau est recherchée sous la forme d'un déterminant de Slater construit à partir des fonctions d'onde individuelles des nucléons dans le cadre de l'approximation de particules indépendantes :

$$\Psi_{\text{HF}}(x_1, \dots, x_A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det \{ \phi_{\alpha_1}(x_1) \phi_{\alpha_2}(x_2) \dots \phi_{\alpha_A}(x_A) \}. \quad (2)$$

1. Pour en savoir plus on pourra consulter le cours de J.-F. Berger à l'École Joliot-Curie 1991 [2].

Les orbitales de particules individuelles ϕ_α sont obtenues de manière variationnelle en minimisant l'énergie totale du noyau :

$$E_{\text{HF}} = \frac{\langle \Psi_{\text{HF}} | H | \Psi_{\text{HF}} \rangle}{\langle \Psi_{\text{HF}} | \Psi_{\text{HF}} \rangle}. \quad (3)$$

Ce principe variationnel conduit aux équations de Hartree-Fock (HF) :

$$h \phi_{\alpha_i} = \left\{ \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U_{\text{HF}}[\phi_\alpha] \right\} \phi_{\alpha_i} = \varepsilon_{\alpha_i} \phi_{\alpha_i}, \quad i = 1, \dots, A \quad (4)$$

où le champ Hartree-Fock $U_{\text{HF}}[\phi_\alpha]$ dépend lui-même des fonctions d'onde individuelles ϕ_α générant ainsi un système auto-cohérent de A équations non-linéaires [2].

Il peut être important d'introduire la notion de densité de nucléons construite à partir des ϕ_α comme (nous reviendrons plus loin sur l'utilité de cette définition) :

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{i=1}^A \phi_{\alpha_i}^*(\mathbf{r}) \phi_{\alpha_i}(\mathbf{r}'). \quad (5)$$

Le système d'équations HF (Éq. (4)) peut alors s'écrire de manière simple à partir de la partie locale de cette densité :

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^A \phi_{\alpha_i}^*(\mathbf{r}) \phi_{\alpha_i}(\mathbf{r}) \Rightarrow [h, \rho] = 0 \Rightarrow \phi_\alpha, \varepsilon_\alpha, U_{\text{HF}}[\phi_\alpha]. \quad (6)$$

Le système non-linéaire auto-cohérent (Éq. (4)) est généralement résolu par itération délivrant, à la convergence, un ensemble de fonctions d'onde individuelles ϕ_α avec leurs énergies ε_α ainsi que le champ HF $U_{\text{HF}}[\phi_\alpha]$. Ce système de $A = N + Z$ équations (Éq. (4)) est résolu pour la totalité des A nucléons du noyau (Z protons + N neutrons), c'est-à-dire sans « cœur inerte ». Il ne contient aucun paramètre ajustable *a posteriori* sur des données expérimentales. Les résultats : masses, rayons, énergies de liaison, ... sont donc obtenus « en valeur absolue » et directement comparables à l'expérience.

Ce système d'équations HF (Éq. (4)) est généralement résolu en tenant compte de certaines symétries possibles du système [1, 4, 5] : les noyaux pairs-pairs seront par exemple décrits avec un état Ψ_{HF} invariant par renversement du temps (dégénérescence de Kramers) qui permettra de diviser par deux le nombre d'équations à traiter. De plus, un des intérêts majeurs de cette méthode est qu'outre la description de l'état fondamental du noyau, ses excitations simples pourront être considérées comme des états « particule-trou » construits sur l'état Ψ_{HF} .

Le seul ingrédient fondamental à la base de ce système d'équations HF est l'interaction effective V_{ij}^{eff} que l'on construit généralement de manière phénoménologique selon un « protocole » bien défini. Une fois qu'ils sont déterminés (*cf.* Sect. 4), les paramètres de cette force effective ne sont jamais modifiés ce

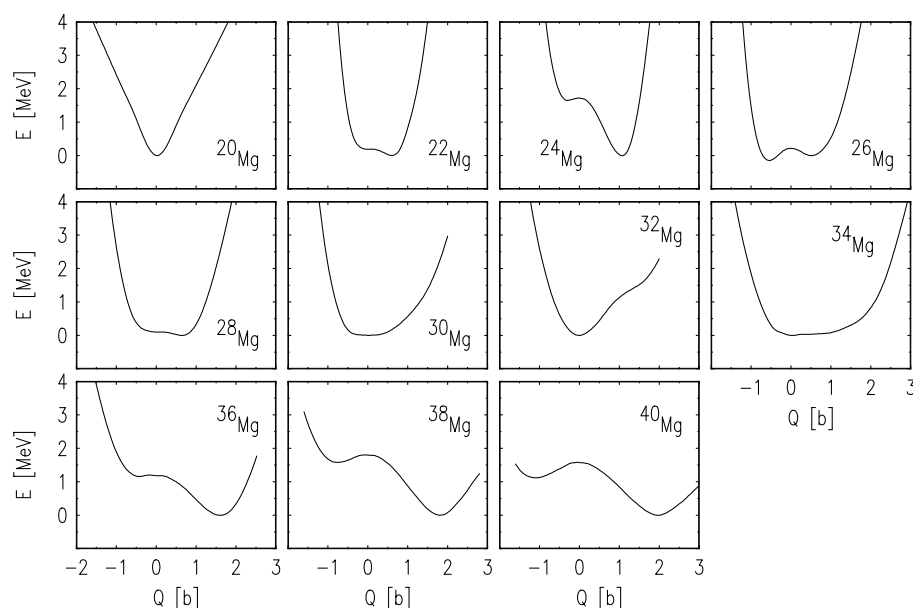


Figure 1. Courbes de déformation des isotopes de magnésium ^{20}Mg à ^{40}Mg obtenues à l'aide d'un calcul CHF utilisant l'interaction effective de Skyrme SIII [15]. L'énergie potentielle de déformation (E en MeV) est tracée en fonction de la déformation axiale analysée en termes du moment quadrupolaire (Q en barn) du noyau. L'état fondamental est pris pour origine des énergies. Cette figure est issue de Terasaki *et al.* [16].

[Deformation energy curves for ^{20}Mg to ^{40}Mg magnesium isotopes obtained within CHF calculations using the Skyrme SIII effective interaction [15]. The potential energy (E in MeV) is plotted as a function of the axial deformation characterized by the quadrupole moment (Q in barn) of the nucleus. The ground state energy is taken as the origin of the energies. Reprinted with permission from Terasaki *et al.* [Nucl. Phys. A **621**, 706 (1997)]. Copyright 2003 by Elsevier.]

qui laisse une théorie sans aucun paramètre ajustable lors de la confrontation à l'expérience.

L'introduction d'une contrainte dans le système d'équations HF (Éq. (4)) permet en outre d'analyser le noyau étudié hors de son état fondamental à la recherche par exemple d'isomères de forme à l'aide de contraintes sur diverses déformations possibles. De très nombreux calculs HF contraints (CHF) sur les moments dipolaires, quadrupolaires (axial ou triaxial), octupolaires (axial ou non axial), hexadécapolaires, ... ont permis des études exhaustives de ces isomères de forme dans diverses régions de masse [2, 8–14]. La figure 1 donne un exemple de calculs CHF où une contrainte sur le moment quadrupolaire axial $Q = Q_{20} = r^2 Y_{20}$ (en barn) permet de suivre l'énergie du noyau le long de ce degré de liberté. Diverses formes apparaissent pour les isotopes de magnésium : sphérique pour les noyaux ^{20}Mg et ^{32}Mg ; allongée avec une déformation faible pour ^{24}Mg et devenant forte

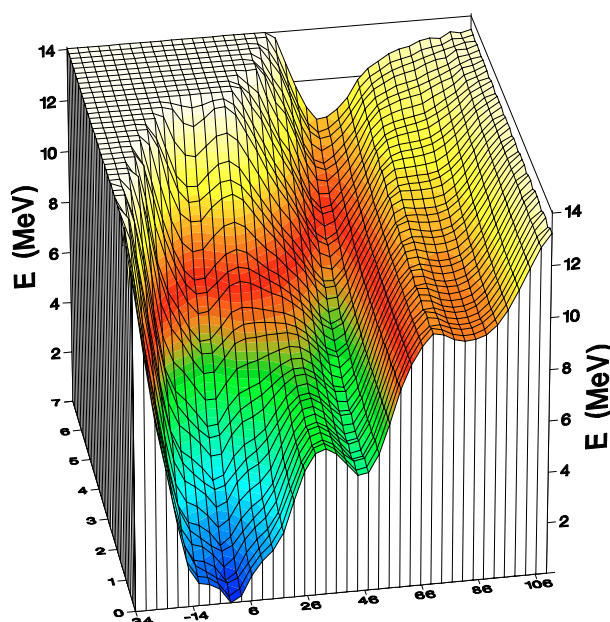


Figure 2. Surface d'énergie de déformation du noyau ^{194}Pb obtenue à l'aide d'un calcul CHF à deux dimensions. L'énergie potentielle de déformation (E en MeV) est tracée en fonction des déformations axiales quadrupolaire ($-34b < Q_{20} < +106b$) et octupolaire ($0 < Q_{30} < 7000 \text{ fm}^3$) du noyau. L'état fondamental est pris pour origine des énergies. Cette figure est issue de Meyer *et al.* [17].

[Deformation energy surface of the ^{194}Pb nucleus obtained using a 2-dimensional CHF calculation. The potential deformation energy (E in MeV) is plotted as a function of the deformations: axial quadrupole ($-34b < Q_{20} < +106b$) and axial octupole ($0 < Q_{30} < 7000 \text{ fm}^3$) of the nucleus. The ground state energy is taken as the origin of the energies. Reprinted with permission from Meyer *et al.* [Nucl. Phys. A **588**, 597 (1995)]. Copyright 2003 by Elsevier.]

pour les noyaux riches en neutrons ^{36}Mg à ^{40}Mg pour lesquels deux minimum allongé et aplati sont en compétition ; « mollesse quadrupolaire » pour les isotopes $A = 22, 26, 28, 30$ qui ne montrent pas de forme évidente [16].

La figure 2 montre la surface d'énergie de déformation du noyau ^{194}Pb en fonction des moments quadrupolaire Q_{20} et octupolaire $Q_{30} = r^3 Y_{30}$ axiaux. Ces calculs CHF à deux degrés de liberté mettent clairement en évidence : un minimum sphérique correspondant à l'état fondamental pour ce noyau, un second minimum « super-déformé » à grande déformation très « mou » le long du degré de liberté octupolaire et même un faible minimum « hyper-déformé » [17]².

2. Les résultats montrés sur les figures 1 et 2 sont issus de calculs Hartree-Fock incluant les corrélations d'appariement. Ils sont néanmoins d'excellents exemples d'analyse des déformations possibles dans un noyau à l'aide de calculs CHF.

3. Les théories de champ moyen relativiste³

Le point de départ est un lagrangien effectif pris généralement sous la forme :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_N + \mathcal{L}_\sigma + \mathcal{L}_\omega + \mathcal{L}_\rho + \mathcal{L}_\pi + \mathcal{L}_{\text{em}} - U(\sigma) \quad (7)$$

avec

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_N &= \bar{\psi} (\mathbf{i}\not{\partial} - m_N) \psi \\ \mathcal{L}_\sigma &= \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma + g_\sigma \bar{\psi} \sigma \psi \\ \mathcal{L}_\omega &= \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - \frac{1}{4} \Omega_{\mu\nu} \Omega^{\mu\nu} - g_\omega \bar{\psi} \not{\omega} \psi \\ \mathcal{L}_\rho &= \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_\mu \rho^\mu - \frac{1}{4} R_{\mu\nu} R^{\mu\nu} - g_\rho \bar{\psi} \not{\rho} \tau \psi \\ \mathcal{L}_{\text{em}} &= -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - e \bar{\psi} \not{A} \psi \\ U(\sigma) &= \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 + \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 + \frac{1}{4} g_3 \sigma^4. \end{aligned} \quad (8)$$

Outre les lagrangiens du nucléon et électromagnétique, on retrouve les lagrangiens correspondants aux couplages avec les deux mésons isoscalaires σ et ω et avec les deux mésons isovecteurs π et ρ ainsi qu'un terme de couplage non linéaire $U(\sigma)$. Ce dernier terme joue un rôle primordial pour obtenir des propriétés correctes du milieu nucléaire, contenant une part importante de phénoménologie, c'est lui qui est certainement le plus « effectif » dans les lagrangiens utilisés (cf. Annexe A pour les paramètres et propriétés des lagrangiens utilisés dans le texte). Il existe de nombreuses évolutions de ce lagrangien qui concernent les mésons pris en compte [18, 19], la structure du terme non linéaire [20] ou l'utilisation de masses dépendant de la densité [21], mais les tentatives les plus intéressantes sont peut-être celles qui visent à construire des lagrangiens effectifs respectant la symétrie chirale [22–26] dans le cadre de théories des champs effectives.

Deux approximations fondamentales sont utilisées sur ce lagrangien :

- l'approximation de « champ moyen » qui remplace tous les champs de mésons par leurs valeurs moyennes $\langle \sigma \rangle$. Les nucléons sont alors des particules indépendantes dans les champs des mésons et l'état fondamental du noyau Ψ peut être développé sur les états de particules individuelles ϕ_α ;
- les états d'énergie négative sont généralement ignorés.

Un principe variationnel sur l'intégrale d'action génère un système d'équations couplées, c'est-à-dire une équation de Dirac pour les nucléons et un système d'équations de Klein-Gordon pour les mésons. Après une résolution par itérations, on obtient (comme dans HF non relativiste) un ensemble de fonctions d'onde individuelles ϕ_α et le spectre des énergies de particules ε_α .

3. Pour en savoir plus on pourra consulter la revue de P.-G. Reinhard [7].

Tableau 1. Énergies de liaison par nucléon ($-B/A$ en MeV), rayons de charge (r_c en fm) et écarts spin-orbite (δ_{ls} en MeV) pour les noyaux ^{16}O et ^{40}Ca calculés avec diverses approximations relativistes Hartree (RH) ou Hartree-Fock (RHF). Les δ_{ls} considérés concernent les couches $1p$ pour ^{16}O et $1d$ pour ^{40}Ca . Le lagrangien effectif de base contient selon le cas les couplages aux mésons $\{\sigma, \omega\}$, $\{\sigma, \omega, \pi\}$ ou $\{\sigma, \omega, \pi, \rho\}$. Les constantes de couplage des lagrangiens effectifs correspondants sont renormalisées lors du passage de RH à RHF pour obtenir un point de saturation correct de la matière nucléaire infinie symétrique (cf. Chap. 4, Sect. 1). Les résultats de ce tableau sont extraits de Bouyssy *et al.* [32].

[Binding energies per nucleon ($-B/A$ in MeV), charge radii (r_c in fm) and spin-orbit splittings (δ_{ls} in MeV) for the ^{16}O and ^{40}Ca nuclei calculated with various relativistic approximations, i.e. Hartree (RH) or Hartree-Fock (RHF). The δ_{ls} considered are the $1p$ -shell for ^{16}O and the $1d$ -shell for ^{40}Ca . The basic effective Lagrangian contains the $\{\sigma, \omega\}$, $\{\sigma, \omega, \pi\}$ or $\{\sigma, \omega, \pi, \rho\}$ meson coupling respectively. From RH to RHF calculations, the coupling constants of the used effective Lagrangians are renormalized to obtain a correct saturation point of the symmetric infinite nuclear matter (cf. Chap. 4, Sect. 1). These results are taken from Bouyssy *et al.* [32].]

	^{16}O			^{40}Ca		
	$-B/A$	r_c	δ_{ls}	$-B/A$	r_c	δ_{ls}
$\{\sigma, \omega\}$ (RH)	2,04	3,07	4,1	4,06	3,70	5,9
$\{\sigma, \omega\}$ (RHF)	2,33	2,93	7,1	4,32	3,59	8,6
$\{\sigma, \omega, \pi\}$ (RHF)	3,09	2,91	5,5	4,90	3,59	7,1
$\{\sigma, \omega, \pi, \rho\}$ (RHF)	5,61	2,73	7,3	6,82	3,47	8,0

À partir du premier modèle de Walecka [27] qui ne contenait que les mésons σ, ω de nombreuses versions ont été développées dont nous ne donnerons pas ici une liste exhaustive. Sous le vocable RMF (*Relativistic Mean Field*) on comprend en général le modèle de base contenant les mésons σ, ω, ρ à l'approximation Hartree (RH) c'est-à-dire sans terme d'échange [6, 7, 28–30]. Les modèles les plus récents [31–33] prennent en compte l'ensemble des mésons $\sigma, \omega, \pi, \rho$ à l'approximation Hartree-Fock (RHF). Le tableau 1 donne un exemple du comportement de ces différentes approximations sur les énergies de liaison et les rayons de charge des noyaux ^{16}O et ^{40}Ca ainsi que sur les écarts spin-orbite (différences en énergie entre les états de particules individuelles $1p$ pour ^{16}O et $1d$ pour ^{40}Ca) [32]. Sans attacher d'importance à la reproduction des quantités expérimentales correspondantes, on remarquera principalement les fortes contributions qui apparaissent lorsqu'on passe de RH à RHF en prenant en compte les termes d'échange d'une part et lorsqu'on enrichit le lagrangien effectif de base d'autre part. Le méson π ne contribuant qu'au seul terme de Fock, il est absent des théories RMF ou RH et apporte une contribution importante au niveau RHF. L'effet des deux mésons isovecteurs est particulièrement spectaculaire sur l'écart spin-orbite $1d$ dans le noyau ^{40}Ca [32].

4. Au-delà du champ moyen : les corrélations d'appariement

L'approximation de Hartree-Fock est bien adaptée à la description des noyaux pour lesquels il existe, dans le spectre de particules individuelles un écart en énergie (*gap*) important entre le dernier niveau occupé et le premier état vide. Ce « gap » garantit la stabilité du noyau générant un nombre magique pour le nombre de neutrons ou de protons correspondant. C'est le cas des noyaux pairs-pairs à couches complètes. L'approximation HF est par contre insuffisante dès que l'on veut décrire les états fondamentaux des noyaux situés en milieu de couches pour lesquels l'état fondamental sera quasiment dégénéré avec une multitude d'autres états obtenus à partir de configurations de type particule-trou construites sur ce dernier [2]. Pour reconstruire une fonction d'onde représentant correctement l'état fondamental de ces noyaux il est nécessaire de prendre en compte les corrélations d'appariement responsables en particulier de plusieurs faits expérimentaux tels que :

- (i) existence de spectres expérimentaux caractéristiques pour un noyau pair-pair ou pair-impair ;
- (ii) effet pair-impair qui donne généralement une énergie de liaison d'un noyau pair-impair plus faible que la moyenne arithmétique des deux noyaux pairs-pairs voisins ;
- (iii) caractère vibrationnel collectif des premiers états 2^+ dans les noyaux pairs-pairs voisins des noyaux à couches fermées ;
- (iv) barrières de fission des noyaux ^{235}U et ^{238}U .

La méthode de Hartree-Fock-Bogoliubov [2] permet de prendre en compte de manière auto-cohérente ces corrélations d'appariement à partir de la fonction d'onde HF de l'état fondamental du noyau. Pour comprendre simplement cette méthode, il est nécessaire d'écrire l'état fondamental HF d'un noyau pair-pair comme :

$$|\Psi_{\text{HF}}\rangle = a_{\alpha_1}^+ a_{\alpha_1}^+ a_{\alpha_2}^+ a_{\alpha_2}^+ \dots |0\rangle \quad (9)$$

où a_{α}^+ est un opérateur qui crée un nucléon dans l'état ϕ_{α} tandis que a_{α}^+ crée un nucléon dans l'état $\phi_{\bar{\alpha}}$, renversé par rapport au temps de ϕ_{α} . L'état $|0\rangle$ est un vide de particules ($a_{\alpha}|0\rangle = 0$).

La méthode consiste à utiliser une fonction d'onde simplifiée de paires de nucléons corrélés [34]. On transforme ainsi l'état HF de particules indépendantes ($\{a, a^+\}$) en un état Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) de quasi-particules indépendantes ($\{\eta, \eta^+\}$) en utilisant la transformation :

$$\begin{pmatrix} \eta \\ \eta^+ \end{pmatrix} = B \begin{pmatrix} a \\ a^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U & V \\ V^* & U^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ a^+ \end{pmatrix}. \quad (10)$$

L'état fondamental HFB est maintenant un vide de quasi-particules ($\eta_\alpha |\Psi_{\text{HFB}}\rangle = 0$), c'est un déterminant de Slater construit avec les objets $\{U, V\}$:

$$\Psi_{\text{HFB}} = \det \left[\begin{pmatrix} U_1 \\ V_1 \end{pmatrix} \dots \begin{pmatrix} U_\alpha \\ V_\alpha \end{pmatrix} \dots \right]. \quad (11)$$

La densité HF ρ (Éq. (6)) devient une densité généralisée HFB construite comme :

$$R = \begin{pmatrix} \rho & -\kappa \\ \kappa^* & 1 - \rho^* \end{pmatrix} \quad (12)$$

avec les définitions des densités normale et anormale (tenseur d'appariement) :

$$\rho = V^* V^T, \quad \kappa = V^* U^T. \quad (13)$$

Les quantités $\{U, V\}$ sont obtenues en minimisant l'énergie totale :

$$E_{\text{HFB}} = \frac{\langle \Psi_{\text{HFB}} | H | \Psi_{\text{HFB}} \rangle}{\langle \Psi_{\text{HFB}} | \Psi_{\text{HFB}} \rangle} \quad (14)$$

ce qui conduit aux équations de HFB :

$$B\mathcal{H} = EB, \quad \mathcal{H} = \begin{pmatrix} h & \Delta \\ -\Delta^* & -h^* \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Le hamiltonien h est le champ HF (Éq. (4)) calculé avec la densité ρ (Éq. (13)) tandis que le champ d'appariement Δ prend la forme :

$$\Delta_{\alpha\gamma} = \frac{1}{2} \sum_{\beta\delta} \langle \alpha\gamma | V^{\text{eff}} | \beta\delta \rangle \kappa_{\delta\beta}. \quad (16)$$

L'état Ψ_{HFB} ayant un nombre indéterminé de nucléons, il faudra introduire une contrainte dans le processus de minimisation (Éq. (14)) pour conservé ce nombre en valeur moyenne.

5. L'approximation BCS pour les corrélations d'appariement

D'une manière générale, le champ d'appariement Δ couple, des états ϕ_α et $\phi_{\bar{\beta}}$ avec $\alpha \neq \beta$. L'approximation BCS consiste à négliger les éléments non diagonaux de Δ , c'est-à-dire à imposer des solutions qui ne couplent que des états α et $\bar{\alpha}$ et ainsi écrire :

$$U_\alpha = u_\alpha \phi_\alpha, \quad V_\alpha = -v_\alpha \phi_{\bar{\alpha}}^*. \quad (17)$$

La transformation de Bogoliubov (Éq. (10)) devient alors simplement :

$$\eta_\alpha = u_\alpha a_\alpha - v_\alpha a_{\bar{\alpha}}^+,$$

$$\eta_{\bar{\alpha}} = u_\alpha a_{\bar{\alpha}} + v_\alpha a_\alpha^+,$$

$$\eta_\alpha^+ = u_\alpha a_\alpha^+ - v_\alpha a_{\bar{\alpha}},$$

$$\eta_{\bar{\alpha}}^+ = u_\alpha a_{\bar{\alpha}}^+ + v_\alpha a_\alpha.$$

Le problème HFB se simplifie puisqu'il suffit alors :

- de résoudre un problème HF pour avoir : $\{\phi_\alpha, \varepsilon_\alpha\}$,
- de résoudre l'équation du « gap » :

$$\Delta_\alpha = -\frac{1}{4} \sum_\gamma \langle \alpha \bar{\alpha} | V^{\text{eff}} | \gamma \bar{\gamma} \rangle \frac{\Delta_\gamma}{E_\gamma} \quad (18)$$

pour obtenir les énergies de quasi-particules et les nombres d'occupation (λ apparaissant comme l'énergie de Fermi) :

$$E_\alpha = \sqrt{(\varepsilon_\alpha - \lambda)^2 + \Delta_\alpha^2}, \quad u_\alpha^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\varepsilon_\alpha - \lambda}{E_\alpha} \right), \quad v_\alpha^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\varepsilon_\alpha - \lambda}{E_\alpha} \right). \quad (19)$$

Si cette approximation BCS simplifie grandement les calculs numériques pour les noyaux pairs-pairs il faut traiter avec attention le cas des noyaux impairs et d'une manière générale les cas où l'invariance par renversement du temps doit être brisée. Le cas des noyaux proches des instabilités proton ou neutron (où l'énergie de Fermi correspondante devient voisine de zéro) demande aussi un traitement de type HFB [2, 35, 36].

Dans la pratique, la méthode HFB (ou son approximation BCS) demande une interaction effective pour calculer le champ d'appariement Δ (Éqs. (16, 18)). Dans le cas d'une interaction effective de portée finie utilisée dans le canal particule-trou, *i.e.* pour calculer le champ HF h , il est possible et même recommandé d'utiliser la même interaction de manière à obtenir un traitement auto-cohérent des corrélations d'appariement. Les promoteurs de la force de Gogny (*cf.* Chap. 3, Chap. 2.1) utilisent un tel protocole (en simplifiant néanmoins l'interaction d'origine, *i.e.* limitée aux termes de portée finie [37, 38]) n'ajoutant ainsi aucun paramètre supplémentaire à la force effective.

Avec une interaction de portée nulle, certains auteurs [35] ont fait de même mais il est souvent fait appel à une force différente : (i) force de séniorité ; (ii) force de portée nulle [39, 40] ou force de portée nulle avec un facteur de forme de surface [41–43]. Le cas des forces effectives de portée nulle nécessite une attention particulière : à une portée nulle dans l'espace des coordonnées correspond naturellement une portée infinie dans l'espace des impulsions, il faut donc définir,

autour de l'énergie de Fermi, une zone finie d'activité des corrélations d'appariement générant ainsi un ou plusieurs paramètres supplémentaires qu'il faut déterminer.

Dans le cas d'une méthode HF relativiste, il faut également avoir recours à une interaction effective particulière au canal particule-particule et on retrouve les trois cas déjà mentionnés : forces de séniorité [6, 44] ; forces de portée nulle comme dans la plupart des calculs HFB ou HFBCS ; force de Gogny [45, 47–49] pour les calculs les plus récents permettant ainsi de se libérer des contraintes qui ont été précédemment discutées.

6. Une méthode semiclassique auto-cohérente : ETFSI

La méthode ETFSI [50] (*Extended Thomas-Fermi plus Strutinsky Integral*) est basée sur l'idée fondamentale de Strutinsky [51] séparant l'énergie totale d'un noyau en une partie globale de type « goutte liquide » et une partie oscillante contenant les effets de couches, i.e. $E_{\text{HF}} \simeq \tilde{E} + \delta E_{\text{shell}}$. Dans le formalisme proposé par la collaboration Bruxelles-Montréal [50], on utilise ainsi un développement du type :

$$E_{\text{HF}} \simeq E_{\text{ETF}} + E_{\text{SI}} + E_{\text{pairing}}. \quad (20)$$

La partie macroscopique (E_{ETF}) de l'énergie est calculée à l'aide d'une interaction effective de portée nulle de type Skyrme (cf. Chap. 3, Sect. 2.2) en utilisant un développement de type Wigner-Kirkwood à l'ordre \hbar^4 pour les densités d'énergie cinétique et de spin [52, 53]. Les corrections de couches (E_{SI}) sont déterminées au moyen de la méthode de Strutinsky [51] avec une densité calculée à partir de la même interaction que pour E_{ETF} et la résolution d'une équation HF avec ces densités permet de générer un ensemble auto-cohérent $\{\varepsilon_\alpha, \phi_\alpha\}$ [54]. Les corrélations d'appariement sont introduites à l'approximation BCS avec une interaction de portée nulle. L'énergie totale du noyau est ainsi minimisée avec des profils de densité de type Fermi et les paramètres de la force effective de Skyrme sont déterminés en ajustant les masses de 1719 noyaux (dans la version la plus récente du modèle) en ne considérant que ceux avec $A \geq 35$ et en excluant également les noyaux $N \simeq Z$ afin d'éviter les problèmes liés au terme de Wigner qui n'est pas pris en compte dans l'équation (20). À partir de cet ajustement, les auteurs ont calculé les masses et les propriétés statiques de 8244 noyaux situés entre les lignes d'instabilité proton et neutron y compris des barrières de fission de plus de 2000 noyaux [55]. On dispose ainsi d'une méthode microscopique auto-cohérente qui réalise une approximation réaliste de la méthode Hartree-Fock basée sur une interaction effective de portée nulle de type Skyrme. Le succès le plus important de cette approche concerne sans aucun doute les masses des noyaux (cf. Chap. 5, Sect. 1) où les résultats obtenus pour les zones de masse connues sont comparables aux meilleures formules de masse phénoménologiques [56]. Dans des zones de masse exotiques, la méthode permet en outre des prédictions raisonnables ce qui n'est pas le cas de la plupart des formules de masse usuelles [56].

Si une telle méthode conduit à un succès certain en ce qui concerne les masses et les rayons, les déformations, les énergies de séparation, les barrières de fission des noyaux lourds, ... il ne faut pas oublier qu'il sera difficile d'utiliser une telle méthode (ou la force effective issue d'une telle méthode) pour interpréter des propriétés où la dynamique collective du fluide nucléaire joue un rôle essentiel. Méthode de type champ moyen à part entière, l'approche ETFSI permet l'obtention de masses nucléaires avec une bonne précision et devrait ainsi être un outil précieux pour les modèles d'astrophysique qui se nourrissent de ces ingrédients fondamentaux [56, 57].

L'idée d'obtenir des masses nucléaires aussi précises que possible à l'aide de modèles microscopiques fait l'objet à l'heure actuelle de nombreux développements sur la base de formalismes HF avec des interactions de type Skyrme constituant ainsi une suite naturelle au modèle ETFSI. Après Tondeur *et al.* [58, 59] qui ont construit une formule de masse de type HFBCS basée sur l'ajustement de 1719 noyaux, Samyn *et al.* [60] ont récemment proposé une formule de masse basée sur une approche Hartree-Fock-Bogoliubov qui utilise, outre une interaction de type Skyrme et une force d'appariement de portée nulle, un terme de Wigner phénoménologique spécialement conçu pour reproduire l'excès d'énergie de liaison dans les noyaux $N = Z$ ⁴. Les erreurs moyennes comparées à 1888 masses expérimentales, 0,764 MeV pour ce dernier modèle et de 0,738 MeV pour la version HFBCS1, peuvent être considérées à l'heure actuelle comme un record en matière de formule de masse.

7. Au-delà du champ moyen

La méthode HFB ne fournit pas toujours une bonne fonction d'onde pour l'état fondamental d'un noyau. Cela est très explicite si on examine par exemple les solutions HFB générées pour diverses déformations axiales des isotopes de magnésium (*cf.* Fig. 1). Le noyau ²⁰Mg apparaît très rigide le long de la coordonnée Q et la solution sphérique ($Q = 0$) sera à l'évidence une bonne fonction d'onde de l'état fondamental de ce noyau. On peut attendre également une bonne solution déformée pour le noyau ²⁴Mg voire ³⁶⁻⁴⁰Mg même si pour ces derniers il existe une compétition entre deux solutions allongée et aplatie. La situation est beaucoup moins favorable pour les noyaux ²²Mg, ²⁶⁻³⁰Mg et ³⁴Mg qui sont très mous selon cette déformation quadrupolaire. Si on considère par exemple le noyau ²⁸Mg, les solutions obtenues pour $Q = -0,5b$ à $Q = 0,5b$ sont quasiment dégénérées et l'état fondamental réel du noyau devrait être construit comme une superposition de ces solutions. Des résultats comparables ont été récemment obtenus avec l'interaction de Gogny [61].

La méthode de la coordonnée génératrice (GCM)⁵ réalise de telles combinaisons linéaires à partir d'une famille de fonctions d'onde correspondant à une

4. Pour consulter les tables ETFSI ou HFBCS1 produites par la collaboration Bruxelles-Montréal on pourra visiter le site Web : <http://www-astro.ulb.ac.be>

5. Pour en savoir plus on pourra consulter le Cours de P.-H. Heenen à l'École Joliot-Curie 1991 [62].

ou plusieurs coordonnées collectives particulières [63, 64]. L'approximation des phases aléatoires (RPA) [65, 66] et ses extensions [68, 69] permet également d'examiner, dans un espace restreint, les corrélations possibles dans les états fondamentaux [72]. Une présentation détaillée de ces méthodes n'entre pas dans les objectifs de cet ouvrage, il est cependant important de rappeler l'existence de telles méthodes, qui pour certaines existent même dans une formulation relativiste [71], et qui doivent, pour être cohérentes, nécessairement partir d'un ensemble HF (ou HFB) de fonctions d'onde individuelles $\{\phi_\alpha\}$ [73].

La notion d'interaction effective

1. De l'interaction NN libre à l'interaction NN dans le noyau

La détermination de la force nucléon-nucléon (NN) est à la fois le plus ancien et le plus important problème de toute la *Physique Théorique Hadronique* consacrée à l'étude des propriétés statiques et dynamiques des noyaux. Depuis environ 70 ans, de très nombreux théoriciens se sont attachés, et s'attachent encore à l'heure actuelle, à élaborer des interactions aussi réalistes que possible : la description de la diffusion nucléon-nucléon libre et aussi celle des états liés à peu de nucléons a en particulier permis la construction d'interactions très sophistiquées. De nombreuses tentatives sont également parties de la description des nucléons en termes de quarks en faisant appel à des *modèles de sac* par exemple, la force NN apparaissant alors comme une force résiduelle à longue portée, de type force de van der Waals. Très réalistes, toutes ces approches se heurtent à un problème majeur, le passage de la situation *nucléon-nucléon libre* à la situation *nucléon-nucléon dans le noyau*. Ce passage ne se fait pas sans approximation et devient de plus très difficile à gérer lorsqu'on s'intéresse à des phénomènes extrêmes : la fission des noyaux lourds par exemple. C'est dans ce cadre que l'on est amené à parler d'interaction effective.

1.1. Les interactions nucléon-nucléon réalistes

Toutes les constructions d'interactions NN réalistes ont en général un point de départ expérimental commun qui consiste à décrire la diffusion NN libre dont on connaît les déphasages (*cf.* Tab. 2) et les paramètres de basse énergie.

Quelques états liés simples, le deutéron ou les noyaux ^3H et ^3He , sont également pris en compte avec discussion éventuelle des effets à trois corps sur un hamiltonien qui satisfait les symétries usuelles.

La base théorique est le plus souvent composée d'une partie à longue portée attractive décrite par l'échange de 1π , d'une partie à moyenne portée souvent phénoménologique et d'un *cœur dur* ou *plus ou moins mou*. Ainsi sont nées d'innombrables forces NN avec parmi les plus connues, le potentiel d'Hamada-Johnston, les potentiels de Reid, les potentiels de Paris, de Bonn [74] de Nimègue

Tableau 2. Principales voies intervenant dans un potentiel NN à deux corps.
[Partial waves and NN two-body interaction.]

J	$T = 0$		$T = 1$	
	$S = 0$	$S = 1$	$S = 0$	$S = 1$
	ℓ impair	ℓ pair	ℓ pair	ℓ impair
0			1S0	3P0
1	1P1	3S1+3D1		3P1
2		3D2	1D2	3P2+3F2
3	1F3	3D3+3G3		3F3
4		3G4	1G4	3F4+3H4
5	1H5	3G5+3I5		3H5
...

ou d'Argonne parmi les plus récents et peut-être les plus évolués¹. D'une manière générale on peut distinguer plusieurs grandes classes de potentiels NN : (i) les potentiels purement locaux (Ried, Paris, Argonne V14) avec une éventuelle dépendance de charge (Argonne V18) ; (ii) les potentiels utilisant des termes dépendant des vitesses (Bonn, Nimègue) ; (iii) les potentiels avec une structure en spineurs de Dirac (Bonn dans l'espace des moments) ; (iv) les potentiels utilisant une dépendance en énergie (Bonn) ; (v) les potentiels utilisant des composantes $N\Delta$ et $\Delta\Delta$ (Argonne V28).

1.2. La matrice G de Brueckner

Dans le cadre d'une approche perturbative du milieu nucléaire, l'utilisation de ces potentiels issus de l'interaction NN libre dans le noyau ou même dans un milieu idéal tel que la matière nucléaire infinie (cf. Chap. 4, Sect. 1 et Annexe B) passe par la construction d'une matrice G (processus identique à la construction de l'équation de Lippmann-Schwinger pour la matrice de diffusion T) solution de l'équation de Bethe-Goldstone [1, 78] que l'on peut écrire symboliquement :

$$G = V - V \frac{Q}{e} G = V - V \frac{Q}{e} V \frac{Q}{e} V + \dots \quad (21)$$

où Q est l'opérateur de Pauli qui élimine les états intermédiaires occupés et e est le dénominateur d'énergie.

L'énergie totale prend la même forme que dans l'approximation Hartree-Fock excepté que les éléments de matrice de l'interaction à deux corps V sont remplacés par les éléments de matrice de G :

$$E = \sum_i \frac{k_i^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{ij < F} \langle ij | G(E = e_i + e_j) | ij \rangle \quad (22)$$

1. On pourra consulter les revues récentes de Machleidt [75, 76] et de Müther et Poll [77].

où les e_i sont les énergies de particules individuelles définies de manière auto-cohérente comme :

$$e_i = \frac{k_i^2}{2m} + \sum_{j < F} \langle ij | G(E = e_i + e_j) | ij \rangle. \quad (23)$$

Cette expression est évidemment la contribution à l'ordre le plus bas de la matrice G à l'énergie totale.

Pour des interactions NN réalistes, cet ordre d'approximation ne suffit pas à donner une convergence raisonnable du développement (Éq. (21)) et les contributions des troisième et cinquième ordres deviennent indispensables [1, 79, 80]. On n'entrera pas ici dans le détail de ces traitements, on pourra par exemple consulter les références [78, 81–83] et l'ouvrage de Baldo [84] où sont discutés tous les modèles plus ou moins sophistiqués pour décrire la matière nucléaire infinie en termes d'interactions NN réalistes. On peut cependant résumer la situation avec la figure 3 où chaque symbole vide (triangle, diamant ou carré) représente le point de saturation (*cf.* Chap. 4, Sect. 1 et Annexe B) de la matière nucléaire infinie symétrique obtenu, à l'ordre le plus bas, avec la plupart des potentiels NN réalistes disponibles à l'heure actuelle. Ces points de saturation se regroupent tous sur une ligne appelée *ligne de Coester* [85] loin du point empirique attendu. Sans porter un nom sur chacun de ces points, la principale remarque que l'on doit faire est l'incapacité de ces forces à reproduire correctement la propriété fondamentale de ce milieu, c'est-à-dire son point d'équilibre. L'introduction de corrélations à trois corps [87], modifie cette « ligne de Coester » pour créer une seconde ligne (les diamants pleins prennent en compte ces termes et correspondent aux diamants vides) plus près du point d'équilibre attendu. De même, l'utilisation de formalismes relativistes [88] améliorent à l'évidence les résultats : sur la figure 3 les carrés pleins sont issus de calculs de type Dirac-Brueckner-Hartree-Fock utilisant le potentiel de Bonn qui donne les carrés vides à l'ordre le plus bas du développement (Éq. (21)).

En allant au-delà de l'approximation BHF certains auteurs [90–92] ont récemment étudié l'influence des forces à trois corps sur ce point de saturation ainsi que sur des matières nucléaires très asymétriques en nombre de neutrons et protons : attractive à basse densité et répulsive leur contribution à l'EOS provoque un déplacement du point de saturation vers le point d'équilibre attendu.

Dans les noyaux fins, où la construction d'une matrice G nécessite des approximations supplémentaires [80, 93–95], les résultats laissent encore apparaître des divergences importantes avec l'expérience [96]. Si l'introduction de corrélations au-delà de l'ordre le plus bas, ou la mise en œuvre de calculs relativistes [96–98] améliorent là aussi les résultats, il est évident que la complexité des calculs numériques rend illusoire l'utilisation d'une telle approche pour l'étude des propriétés exotiques de noyaux très lourds.

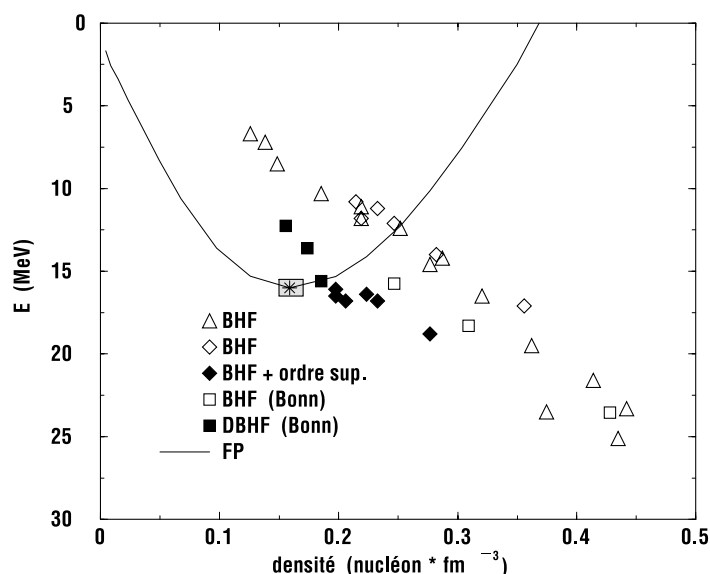


Figure 3. Énergie par particule (en MeV) dans la matière nucléaire infinie symétrique en fonction de la densité (en fm^{-3}); le point de saturation empirique est indiqué par un rectangle grisé. Les symboles vides (triangles, diamants ou carrés) donnent les résultats de l'équation (22) pour la plupart des potentiels NN réalistes existants (calcul BHF : Brueckner-Hartree-Fock). Les diamants pleins (calcul BHF + ordre sup.) donnent l'effet des termes d'ordre supérieur sur les potentiels représentés à l'ordre le plus bas par un diamant vide. Les carrés pleins donnent les effets relativistes [88] sur le potentiel de Bonn (calcul « DBHF Bonn » pour Dirac-Brueckner-Hartree-Fock) dont les résultats en termes de matrice G à l'ordre le plus bas est représenté par des carrés vides (calcul BHF Bonn). La courbe en trait plein (notée FP avec son minimum représenté par une étoile) est issue d'un calcul variationnel de Friedmann et Pandharipande [89].

[Binding energy per particle (in MeV) of a symmetric infinite nuclear matter as a function of the equilibrium density (in fm^{-3}); the empirical saturation point is marked by a grey rectangle. Empty symbols (triangles, diamonds or squares) give the results of equation (22) for existing realistic NN potentials (BHF calculation: Brueckner-Hartree-Fock). Full diamonds (BHF calculation + higher orders) give the effect of the higher order terms for the potentials denoted at the lowest order by an empty diamond. Full squares give the relativistic effects [88] on the Bonn potential (“DBHF Bonn” calculation for Dirac-Brueckner-Hartree-Fock) whose the results at the lowest order G matrix expansion is denoted by an empty square (BHF Bonn calculation). The full curve (denoted FP with its minimum marked by a star) shows the result of the variational calculation of Friedmann and Pandharipande [89].]

2. Les interactions effectives phénoménologiques

Sans entrer dans d'importants développements théoriques (*cf.* les ouvrages de référence [1, 80] ou [94, 99]) on peut présenter la notion d'interaction effective à partir des résultats rassemblés sur la figure 3. Elle consiste à construire une force NN

phénoménologique à base de paramètres que l'on détermine en reproduisant les propriétés fondamentales de la matière nucléaire infinie et en particulier son point de saturation. Cette *force effective* va alors jouer le jeu d'une matrice G , et ses éléments de matrice vont remplacer les éléments de matrice G dans l'équation (22). La forme et les paramètres de cette force effective contiendront à l'évidence les effets d'ordre supérieur mentionnés précédemment et il sera alors essentiel de mettre en évidence les termes pertinents vis-à-vis de propriétés particulières du fluide nucléaire. On peut, par exemple, aisément comprendre qu'en prenant en compte les effets de milieu et en particulier le blocage des états finals dû au principe de Pauli, on devra sans doute permettre une dépendance de cette interaction effective vis-à-vis de la densité nucléaire. Le prix à payer d'une telle procédure est que le système HF qui utilisera une telle force effective contiendra du même coup un certain nombre de corrélations qu'il faudra avoir soin de soustraire lorsqu'on voudra, par exemple, évaluer dans le cadre de la RPA les corrélations dans les états fondamentaux des noyaux. Dans un certain sens, le système HF que l'on construit ainsi en utilisant une telle force effective est très proche d'un système de type Kohn-Sham qui pour décrire des systèmes d'électrons utilise une approximation de densité locale (LDA) pour construire une fonctionnelle pour les corrélations électron-électron [101].

2.1. Interactions de portée finie

À partir des années 60 et jusqu'à nos jours, depuis les forces de type *Brink-Boeker* [1] jusqu'à la *force de Gogny* [37], l'interaction effective de portée finie est probablement la plus étudiée parce que peut-être la plus naturelle. La portée finie permet en effet une meilleure simulation des longue et moyenne portées de l'interaction NN réaliste. Elle autorise en outre un traitement auto-cohérent des corrélations d'appariement [2] dans un formalisme Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) : dans l'espace des moments la portée des corrélations d'appariement sera finie éliminant ainsi toute divergence. C'est à l'évidence un atout important dès que l'on veut s'éloigner vers les grandes déformations ou vers les lignes d'instabilité proton ou neutron, les corrélations d'appariement s'adaptant automatiquement à ces nouvelles conditions.

La force de Gogny se présente sous la forme d'une somme de gaussiennes avec une dépendance en densité et un terme spin-orbite tous deux de portée nulle :

$$\begin{aligned}
 V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \sum_{i=1,2} [W_i + B_i P_\sigma - H_i P_\tau - M_i P_\sigma P_\tau] e^{-r^2/\mu_i^2} & \quad \text{portée finie} \\
 + t_3 (1 + x_3 P_\sigma) [\rho(\mathbf{R})]^\alpha \delta(\mathbf{r}) & \quad \text{dépendance en densité} \\
 + i W_0 \boldsymbol{\sigma} \cdot [\mathbf{P}' \times \delta(\mathbf{r}) \mathbf{P}] & \quad \text{spin-orbite.} \quad (24)
 \end{aligned}$$

La paramétrisation d'origine D1 [37] a été construite à partir des masses et des rayons de quelques noyaux sphériques. Plus récente, la paramétrisation D1S [100] ajuste la tension de surface pour reproduire correctement les barrières de fission

des actinides. Il faut rappeler que la complexité numérique d'un calcul HFB, particulièrement avec une interaction de portée finie, restreint considérablement les possibilités de *jouer* avec les paramètres de la force pour s'adapter à de nouvelles conditions [102] : environ une dizaine de paramétrisations de cette force existent actuellement. L'annexe C rassemble les paramètres et les principales propriétés de interactions de Gogny qui sont utilisées dans cet ouvrage.

2.2. Interaction de portée nulle : la force de Skyrme

Si les premières interactions effectives de portée nulle datent de 1965-70 avec l'interaction delta de surface (SDI ou MDI) [1], c'est certainement Skyrme [103] qui a donné la forme la plus simple à utiliser, cette forme ayant d'ailleurs pris une réelle importance avec le succès de Vautherin et Brink [4] lors des premières applications aux propriétés des états fondamentaux des noyaux sphériques.

Sous sa forme standard la plus utilisée, l'interaction de portée nulle de Skyrme se met sous la forme d'une somme de termes :

$$\begin{aligned}
 V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = & \\
 & t_0 (1 + x_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}) \quad \text{terme central} \\
 & + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P_\sigma) [\mathbf{P}'^2 \delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r}) \mathbf{P}^2] + t_2 (1 + x_2 P_\sigma) \mathbf{P}' \cdot \delta(\mathbf{r}) \mathbf{P} \quad \text{termes non-locaux} \\
 & + \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_\sigma) [\rho(\mathbf{R})]^\alpha \delta(\mathbf{r}) \quad \text{terme dépendant de la densité} \\
 & + i W_0 \sigma \cdot [\mathbf{P}' \times \delta(\mathbf{r}) \mathbf{P}] \quad \text{terme spin-orbite}
 \end{aligned} \tag{25}$$

avec les notations usuelles :

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \quad \mathbf{R} = \frac{1}{2} (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2), \quad \mathbf{P} = \frac{1}{2i} (\nabla_1 - \nabla_2), \quad \mathbf{P}' \text{ cc de } \mathbf{P} \text{ agissant à gauche}$$

et également :

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2, \quad P_\sigma = \frac{1}{2} (1 + \sigma_1 \cdot \sigma_2).$$

Outre le terme central, on retrouve un terme dépendant de la densité et un terme spin-orbite identiques à ceux présents dans l'équation (24). Les termes « non-locaux » dépendant des vitesses peuvent être vus comme une simulation d'effets de portée finie et en ce sens ils peuvent être considérés comme une limite de portée nulle des termes de portée finie de type Gogny.

Parmi toutes les modifications (termes *non standards* dans la suite du texte) qui ont été tentées, deux sont à retenir :

- la première consiste à modifier le terme dépendant de la densité pour avoir une dépendance séparée en ρ_n et ρ_p , densités neutron et proton

respectivement. Le terme *en* t_3 de l'équation (25) devient ainsi :

$$+\frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_\sigma) \left[\rho_{q_1}(\mathbf{r}_1) + \rho_{q_2}(\mathbf{r}_2) \right]^\alpha \delta(\mathbf{r}) \quad (26)$$

où q_1 et q_2 désigne les nombres quantiques d'isospin des nucléons 1 et 2 respectivement.

Mise en œuvre récemment [50, 104], l'idée d'une telle modification avait déjà été émise par Dabrowski [105] et Kölher [106] pour avoir un meilleur comportement aux grandes valeurs de $I = (N - Z)/A$;

- il est également possible d'ajouter au terme dépendant de la densité un terme dépendant des vitesses de la forme :

$$+\frac{1}{2} t_4 (1 + x_4 P_\sigma) \left\{ \mathbf{P}'^2 \left[\rho_{q_1}(\mathbf{r}_1) + \rho_{q_2}(\mathbf{r}_2) \right]^\beta \delta(\mathbf{r}) + \text{cc} \right\}. \quad (27)$$

De nombreux auteurs ont tenté l'ajustement de ce type de termes [107–109] et on reviendra sur les problèmes qu'ils posent quand on étudie le degré de liberté d'isospin $I = (N - Z)/A$.

2.3. La fonctionnelle de Skyrme

L'énergie de liaison totale d'un noyau peut se mettre sous la forme d'une somme :

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{kin}} + E_{\text{nuc.pot.}} + E_{\text{coul.}} \quad (28)$$

Un avantage fondamental de l'interaction de portée nulle de type Skyrme réside dans la possibilité d'écrire l'énergie potentielle nucléaire sous une forme simple. Dans le cadre de l'approximation de particules indépendantes, où la fonction d'onde totale du système de nucléons qui constitue le noyau est écrite sous la forme d'un déterminant de Slater, cette énergie apparaît comme la valeur moyenne du hamiltonien du système :

$$\langle H \rangle = \int \mathcal{H}(\mathbf{r}) \, d\mathbf{r} \quad (29)$$

avec

$$\mathcal{H} = \mathcal{K} + \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_3 + \mathcal{H}_{\text{eff}} + \mathcal{H}_{\text{fin}} + \mathcal{H}_{\text{so}} + \mathcal{H}_{\text{sg}} + \mathcal{H}_{\text{coul}} \quad (30)$$

où l'on trouve : un terme $\mathcal{K} = (\hbar^2/2m)\tau$ d'énergie cinétique, un terme \mathcal{H}_0 de portée nulle, un terme \mathcal{H}_3 dépendant de la densité, un terme \mathcal{H}_{eff} de masse effective, un terme \mathcal{H}_{fin} simulant une portée finie et provenant des termes en gradient de la force (Éq. (25)), un terme \mathcal{H}_{so} de couplage spin-orbite et un terme \mathcal{H}_{sg} dû au couplage tenseur spin-gradient. Le terme coulombien contient une partie directe et une partie d'échange qui est généralement traitée à l'approximation de Slater [4, 111] avec

les expressions :

$$\begin{aligned}
\mathcal{H}_0 &= \frac{1}{4} t_0 \left[(2 + x_0) \rho^2 - (2x_0 + 1) (\rho_p^2 + \rho_n^2) \right] \\
\mathcal{H}_3 &= \frac{1}{24} t_3 \rho^3 \left[(2 + x_3) \rho^2 - (2x_3 + 1) (\rho_p^2 + \rho_n^2) \right] \\
\mathcal{H}_{\text{eff}} &= \frac{1}{8} \left[t_1 (2 + x_1) + t_2 (2 + x_2) \right] \tau \rho \\
&\quad + \frac{1}{8} \left[t_2 (2x_2 + 1) - t_1 (2x_1 + 1) \right] (\tau_p \rho_p + \tau_n \rho_n) \\
\mathcal{H}_{\text{fin}} &= \frac{1}{32} \left[3t_1 (2 + x_1) - t_2 (2 + x_2) \right] (\nabla \rho)^2 \\
&\quad - \frac{1}{32} \left[3t_1 (2x_1 + 1) + t_2 (2x_2 + 1) \right] \left[(\nabla \rho_p)^2 + (\nabla \rho_n)^2 \right] \\
\mathcal{H}_{\text{so}} &= \frac{1}{2} W_0 \left[\mathbf{J} \cdot \nabla \rho + \mathbf{J}_p \cdot \nabla \rho_p + \mathbf{J}_n \cdot \nabla \rho_n \right] \\
\mathcal{H}_{\text{sg}} &= -\frac{1}{16} (t_1 x_1 + t_2 x_2) \mathbf{J}^2 + \frac{1}{16} (t_1 - t_2) [\mathbf{J}_p^2 + \mathbf{J}_n^2]. \tag{31}
\end{aligned}$$

Les densités totales sont définies comme $\rho = \rho_p + \rho_n$, $\tau = \tau_p + \tau_n$, $\mathbf{J} = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_p$ et de même pour $\nabla \rho$. Les densités locales neutron et proton ($q = n, p$) sont définies comme :

$$\rho_q(\mathbf{r}) = \sum_{i,s} |\varphi_i^q(\mathbf{r}, s)|^2 n_i^q \tag{32}$$

il en est de même pour les densités d'énergie cinétique :

$$\tau_q(\mathbf{r}) = \sum_{i,s} |\nabla \varphi_i^q(\mathbf{r}, s)|^2 n_i^q \tag{33}$$

et pour les densités de spin :

$$\mathbf{J}_q(\mathbf{r}) = \sum_{i,s,s'} \varphi_i^{q*}(\mathbf{r}, s') \nabla \varphi_i^q(\mathbf{r}, s) \times \langle s' | \boldsymbol{\sigma} | s \rangle n_i^q. \tag{34}$$

$\varphi_i^q(\mathbf{r}, s)$ sont les fonctions d'onde de particules individuelles avec des nombres quantiques orbital, de spin et d'isospin i , s et q , respectivement, les n_i^q sont les nombres d'occupation de l'état i, s, q .

La construction exacte de cette fonctionnelle génère également des termes dépendant des densités vecteurs $\rho_q(\mathbf{r})$ et $\mathbf{j}_q(\mathbf{r})$ [110, 111]. Ces termes sont omis dans les expressions (30, 31) pour des raisons de simplicité. Ils contribuent au calcul du champ HF comme à celui de l'énergie totale du noyau dès que l'invariance par renversement du temps doit être brisée. Un calcul Hartree-Fock nécessite le calcul du champ HF $U_{\text{HF}}[\rho]$ (Éq. (4)) qui peut se faire analytiquement pour une interaction de Skyrme à partir des expressions (30, 31). Ces champs HF sont donnés

dans l'annexe D tandis que l'annexe E rassemble les paramètres et les principales propriétés de quelques interactions qui sont utilisées dans cet ouvrage.

Les termes *non standards* (cf. Éqs. (26, 27)) apportent des modifications au terme \mathcal{H}_3 et créent un terme supplémentaire \mathcal{H}_4 (cf. Annexe D).

Depuis les premières paramétrisations de Vautherin et Brink [4], la plupart des auteurs ont exigé une bonne description des propriétés des états fondamentaux (énergies et rayons) des noyaux [15, 106]. Après ces premières investigations, il est apparu indispensable de prendre en compte un certain nombre de données expérimentales nouvelles concernant le fluide nucléaire. C'est ainsi que de nouvelles paramétrisations ont été construites pour décrire les propriétés des états excités des noyaux [108, 109, 114, 115], les résonances géantes [109, 116], les barrières de fission dans la région des actinides [117–119], les distributions de charge des noyaux sphériques [108], les déplacements d'énergie coulombienne [120, 121], les propriétés des étoiles à neutrons [104, 122], les corrélations d'appariement dans un traitement de type Hartree-Fock-Bogoliubov [35], approche qui vient d'être récemment utilisée pour étudier les lignes d'instabilité (*drip lines*) neutron et proton [123]. Des travaux plus spécifiques ont porté sur les instabilités de spin ou d'isospin de certaines paramétrisations en s'intéressant aux paramètres de Landau-Migdal [124, 125] ou en élaborant des conditions particulières [126]. Des ajustements systématiques ont également été réalisés dans le but d'étudier les corrélations qui existent dans les états fondamentaux des noyaux [72, 127] en ajustant par exemple les spectres de particules individuelles [128]. Au moment où l'on s'intéresse de plus en plus aux noyaux dans des conditions extrêmes de déformation ou d'isospin, conditions de plus en plus proche de l'instabilité du milieu nucléaire, il est fondamental de se poser la question de savoir si, parmi toutes ces interactions, certaines sont capables d'apporter des informations prédictives fiables dans de telles conditions extrêmes. C'est le but principal des « Forces de Lyon » [129] qui utilisent une équation d'état de la matière de neutrons pour tenter de mieux rendre compte des propriétés des noyaux très riches en neutrons. Outre les paramétrisations conduisant à des formules de masse macroscopiques (ETFSI) [50] ou microscopiques [58–60] (cf. Chap. 2, Sect. 6), on dispose à l'heure actuelle de plus d'une centaine de paramétrisations traduisant bien la facilité avec laquelle on peut s'adapter à des conditions d'études particulières en utilisant ce type d'interaction effective de portée nulle. Le chapitre 4 présente une procédure possible, qui permet d'avancer pas à pas dans la détermination des paramètres de l'interaction, avec le souci permanent de répondre à la question : quels sont les ingrédients simples, propriétés globales du fluide nucléaire, qu'il faut contraindre pour obtenir une interaction effective capable de prédictions réalistes dans toutes sortes de conditions ?

Si on peut se poser la question de la réalité physique d'une telle force NN de portée nulle, on doit se souvenir de quelques raisons majeures justifiant ce choix :

- Vautherin et Brink [4] ont, il faut le rappeler, démontré qu'avec une forme aussi simple on peut correctement reproduire énergies de liaison et rayons à travers la table des noyaux ;

- la forme mathématique très simple permet d'une part la construction d'une fonctionnelle pour l'énergie totale d'un noyau mais permet également des calculs Hartree-Fock (HF) très aisés dans l'espace $\{\mathbf{r}\}$ de configuration, le champ HF à un corps prenant lui aussi une forme remarquablement simple ;
- l'argument le plus fort est certainement dû aux travaux de Negele et Vautherin [130] qui ont établi une connection entre les forces NN réalistes et ce type d'interaction phénoménologique. Leur raisonnement est basé sur une approximation de densité locale (LDA)² de la matrice G dérivée d'une force NN réaliste. La matrice réaction obtenue exhibe une dépendance vis-à-vis de la matrice densité dont on peut faire un développement (DME). On obtient ainsi une fonctionnelle $\mathcal{H}\{\rho(\mathbf{r}), \nabla\rho(\mathbf{r}), \tau(\mathbf{r})\}$ des densités locales ρ, τ pour la densité d'énergie d'un noyau. Cette fonctionnelle suggère tous les termes présents dans l'équation (31), dont la dépendance en densité et y compris les termes *non standards*. Cette justification microscopique peut d'ailleurs être utilisée pour obtenir une première évaluation des divers paramètres de la force de Skyrme [130] en particulier pour montrer l'utilité des termes *non standards* [108] ;
- ces arguments ne sont pas exclusivement réservés à des forces de portée nulle de type Skyrme et peuvent être étendus à des interactions effectives plus générales en permettant un lien microscopique entre une interaction NN réaliste et les différents termes du champ moyen HF. Sans être exhaustif, on peut par exemple citer le travail récent de Behera *et al.* [131] qui étudie précisément la dépendance en moment et en densité du champ moyen en termes d'équation d'état de la matière nucléaire.

2. On calcule la matrice G à chaque valeur $\rho(\mathbf{R})$ comme si le noyau, localement autour de \mathbf{R} , était un morceau de matière nucléaire de densité ρ . Les relations *type matière nucléaire infinie* demeurent vraies avec une dépendance en \mathbf{R} , $\rho(\mathbf{R}) = (2/3\pi^2) k_F^3(\mathbf{R})$.

La construction d'une interaction effective de type Skyrme

1. La matière nucléaire infinie symétrique

La matière nucléaire infinie symétrique est un système idéal composé de nucléons dont on peut résumer les principales propriétés :

- $N = Z$, neutrons et protons en nombre égal,
- milieu infini sans surface,
- pas d'interaction coulombienne entre les protons,
- pas de corrélations d'appariement entre les nucléons,
- milieu invariant par translation, les fonctions d'onde y sont des ondes planes,
- milieu de densité constante ρ_0 à l'équilibre.

On est en présence d'un gaz de Fermi dont le moment de Fermi est fixé par la densité ρ_0 (cf. Annexe B). Théoriquement et à partir d'une interaction NN, on peut calculer l'énergie par nucléon de cette matière nucléaire infinie en fonction de la densité ρ (cf. Fig. 4) et la densité ρ_0 de saturation apparaît naturellement comme la densité d'équilibre.

Il faut souligner que ce mécanisme de saturation est subtil, la présence d'un cœur dur est en particulier fondamentale pour assurer cet équilibre. On peut montrer en effet facilement qu'un potentiel à deux corps purement attractif ne donne pas de saturation pour un système de nucléons [132–134]. Avec une interaction de Skyrme ou de Gogny, le terme dépendant de la densité (terme t_3 dans les Éqs. (24, 25)) est crucial pour obtenir une densité d'équilibre. Ce terme agit en effet dans le canal triplet-pair ($S = 1$, $T = 0$) qui est le sous-espace qui correspond à l'état lié du deutéron (cf. Tab. 2).

Dans le cadre d'un formalisme relativiste de type Dirac-Brueckner-Hartree ou Dirac-Brueckner-Hartree-Fock, cette saturation est obtenue par d'importants effets de compensation entre les contributions des différents mésons présents dans le calcul comme le montre le tableau 3 [33].

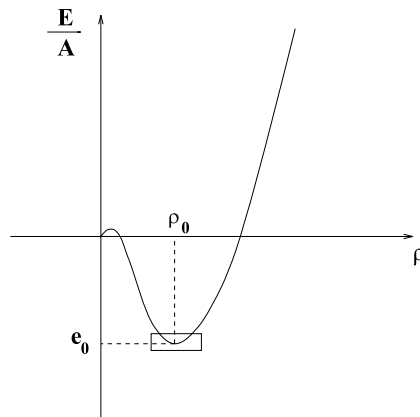


Figure 4. Énergie de liaison par nucléon d'une matière nucléaire infinie symétrique en fonction de la densité.

[Binding energy per particle of a symmetric infinite nuclear matter as a function of the equilibrium density.]

Tableau 3. Contributions des différents mésons à l'énergie de liaison par particule dans un calcul relativiste de matière nucléaire infinie symétrique de type Dirac-Brueckner-Hartree (DBH) ou Dirac-Brueckner-Hartree-Fock (DBHF) [33]. T représente l'énergie cinétique, V_H et V_F les contributions directe et d'échange à l'énergie potentielle et E l'énergie totale par nucléon. Toutes les énergies sont en MeV.

[Contributions of the various mesons to the binding energy per particle of a symmetric infinite nuclear matter in a Dirac-Brueckner-Hartree (DBH) or a Dirac-Brueckner-Hartree-Fock (DBHF) relativistic calculation [33]. T denotes the kinetic energy, V_H and V_F the direct and exchange contributions to the potential energy and E the total binding energy per nucleon. All the energies are given in MeV.]

	T	V_H		V_F				E
		σ	ω	σ	ω	π	ρ	
$\{\sigma\omega\}_{DBH}$	81,0	-201	177					-15,9
$\{\sigma\omega\pi\rho\}_{DBHF}$	9,2	-135	131	26	-22	-7	-19	-16,8

Les premiers tests d'une interaction NN sont usuellement faits dans ce fluide nucléaire idéal comme cela a été vu dans la section 1.2 du chapitre 3 et il est donc naturel d'essayer d'ajuster les paramètres d'une interaction effective phénoménologique sur les propriétés d'un tel milieu.

Dans le cas d'une interaction de Skyrme, cela devient particulièrement aisé puisque la fonctionnelle (Éqs. (30, 31) va générer des expressions très simples de ces propriétés.

D'une manière générale, construire une interaction effective, ou un lagrangien relativiste effectif, passe par la construction d'une « équation d'état nucléaire » [133–135] dont la figure 4 donne une représentation en fonction des variables densité et énergie. Pour approcher correctement cette relation non triviale entre les diverses variables thermodynamiques décrivant le milieu nucléaire, il est fondamental d'isoler : (i) d'une part les variables pertinentes vis-à-vis du problème à résoudre ; (ii) et d'autre part les signatures expérimentales responsables du comportement de cette équation d'état permettant ainsi une contrainte globale

d'une interaction effective NN. Pour l'étude des noyaux dans leur état fondamental considérés comme des systèmes à température nulle, le point d'équilibre et son voisinage (minimum de la courbe $E(\rho)$ sur la Fig. 4) seront des éléments essentiels avec leur dépendance vis-à-vis de l'asymétrie neutron-proton du milieu si l'on veut s'intéresser à des noyaux très loin de la stabilité. De nombreux travaux ont en ce sens étudié comment passer de systématiques expérimentales à la connaissance précise d'un point particulier de cette équation d'état (EOS) [136, 137] ou encore récemment comment certains termes de cette EOS étaient responsables de son comportement dans diverses régions de densité ou d'asymétrie neutron-proton [138].

1.1. L'énergie et la densité nucléaire à la saturation

Aux effets de couches près, la formule de masse semi-empirique de Bethe-Weizsäcker donne une excellente approximation des énergies de liaison expérimentales des noyaux. Ce succès est un des supports fondamentaux des modèles de type goutte liquide qui écrivent l'énergie par nucléon d'un noyau (N, Z) de masse A et d'asymétrie $I = (N - Z)/A$ comme un développement :

$$\frac{E}{A} = a_v + a_I I^2 + a_s A^{-1/3} + a_{IS} I^2 A^{-1/3} + a_c A^{-2/3} + a_{\text{coul}} Z^2 A^{-4/3} + \dots \quad (35)$$

Nous n'entrerons pas ici dans la genèse des modèles traditionnels de la goutte liquide (LDM) et de la gouttelette (*droplet model* DM)¹ auxquels il faut adjoindre les raffinements les plus récents du modèle LSD de la collaboration *Lublin-Strasbourg* [141]. Rappelons simplement que les analyses des masses expérimentales faites par Möller, Myers et Swiatecki [139] ou de Möller, Nix, Myers et Swiatecki [140] permettent de fixer le coefficient a_v (cf. encadré ci-dessous) qui correspond à la définition de l'énergie de liaison par nucléon dans une matière nucléaire infinie symétrique. Cette valeur n'est pas remise en cause par Pomorski et Dudek [141].

La diffusion élastique d'électrons sur les noyaux fournit des informations fondamentales sur les distributions de charge [143] et en utilisant le facteur de forme du proton, dont la distribution de charge n'est pas uniforme, on peut extraire la distribution de protons puis la distribution de neutrons au moyen de modèles nucléaires simples. On constate ainsi que la densité totale de matière au centre des noyaux lourds est quasiment constante, indépendante du noyau. On en conclue généralement que la densité de nucléons « sature » à la densité ρ_0 et le concept de *matière nucléaire infinie* trouve ici toute sa justification : le cœur des noyaux suffisamment lourds, insensible au nombre total de nucléons que contient le noyau, se comporte comme un milieu infini.

Après les premières systématiques expérimentales de Bellicard *et al.* [142] qui donnaient une densité nucléaire de $\rho_0 = 0,17 \text{ fm}^{-3}$, soit un moment de Fermi

1. Le DM utilise les paramètres J et Q dans le développement (Éq. (35)) au lieu de a_I et a_{IS} . On peut montrer que l'on a : $a_I = J$ et $a_{IS} = -(9/4)(J^2/Q)$.

de : $k_F = 1,36 \text{ fm}^{-1}$ et une constante $r_0 = 1,12 \text{ fm}$, les analyses systématiques de de Vries [144] donnent : $r_0 = 1,14 \pm 0,005 \text{ fm}$ soit une densité nucléaire : $\rho_0 = 0,161 \text{ fm}^{-3}$ ou un moment de Fermi : $k_F = 1,336 \text{ fm}^{-1}$. Celles plus récentes de Wang *et al.* [145] intègrent des données spectroscopiques d'atomes muoniques et donnent : $\{\rho_0 = 0,1607 \text{ fm}^{-3}, k_F = 1,335 \text{ fm}^{-1}, r_0 = 1,141 \text{ fm}\}$ de sorte que l'on peut désormais raisonnablement admettre les valeurs de l'encadré ci-dessous comme coordonnées du point d'équilibre de la matière nucléaire symétrique

$$\boxed{\rho_0 = 0,16 \pm 0,002 \text{ fm}^{-3} ; \quad E/A(\rho_0) = -16,0 \pm 0,2 \text{ MeV.}}$$

Parallèlement aux déterminations basées sur les diffusions d'électrons, il peut être tentant d'utiliser une formule de masse (Éq. (35)) pour extraire la constante r_0 donc la densité nucléaire à l'équilibre des systématiques expérimentales sur les masses des noyaux. Le terme coulombien écrit comme $a_{\text{coul}} = 3e^2/5r_0$ fournit en effet une voie possible. Cette approche qui conduit toujours à des densités trop faibles ($\rho_0 = 0,13 \text{ fm}^{-3}$) est entachée d'erreurs fondamentales connues sous le nom de « paradoxe r_0 » [146] : en particulier le noyau est composé de fermions et la densité doit être modélisée comme une distribution de Fermi, notion qui n'est pas prise en compte dans le développement semi-empirique de type goutte liquide le plus simple. Ces difficultés, déjà soulevées par Bethe puis par Negele [93], ont fait l'objet d'une importante littérature qui a conduit naturellement à l'élaboration de formules de masse microscopiques dont le modèle ETFSI (*cf.* Chap. 2, Sect. 6) ou HFB [60] sont les versions les plus évoluées. À partir d'un modèle de Thomas-Fermi ajustant 1654 masses expérimentales, Myers et Swiatecki [147] ont ainsi obtenu : $\{\rho_0 = 0,161 \text{ fm}^{-3}, k_F = 1,336 \text{ fm}^{-1}, r_0 = 1,14 \text{ fm}\}$ avec une énergie de volume de : $a_v = -16,24 \text{ MeV}$ tandis que Satpathy *et al.* [146, 148] à l'aide d'un modèle de matière nucléaire infinie utilisant l'approximation de Thomas-Fermi étendue à l'ordre \hbar^2 [53] : $\{\rho_0 = 0,162 \text{ fm}^{-3}, k_F = 1,339 \text{ fm}^{-1}, r_0 = 1,138 \text{ fm}\}$ avec une énergie de volume de : $a_v = -16,108 \text{ MeV}$, confirmant ainsi les valeurs extraites des diffusions d'électrons.

Dans le cas d'une force de Skyrme, la fonctionnelle (Éqs. (30, 31)) fournit une expression analytique pour a_v en éliminant tous les termes de surface, de spin-orbite et en posant $\rho_n = \rho_p = \rho/2$:

$$\frac{E}{A}(\rho) = \frac{3}{10} \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{2}{3}} + \frac{3}{8} t_0 \rho + \frac{3}{80} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \Theta_s \rho^{\frac{5}{3}} + \frac{1}{16} t_3 \rho^{\alpha+1} \quad (36)$$

avec la définition de la combinaison de paramètres $\Theta_s = 3t_1 + t_2 (5 + 4x_2)$.

La pression s'écrit comme (*cf.* Annexe B) :

$$\begin{aligned} P(\rho) &= \rho^2 \frac{d \frac{E}{A}(\rho)}{d\rho} \\ &= \rho \left\{ \frac{1}{5} \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{2}{3}} + \frac{3}{8} t_0 \rho + \frac{1}{16} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \Theta_s \rho^{\frac{5}{3}} + \frac{1}{16} t_3 (\alpha + 1) \rho^{\alpha+1} \right\} \end{aligned} \quad (37)$$

et l'équilibre à la densité de saturation ρ_0 satisfait l'équation :

$$P = \rho_0 \left(\frac{d}{d\rho} \frac{E}{A}(\rho) \right)_{\rho=\rho_0} = 0. \quad (38)$$

On s'aperçoit que deux paramètres pourront être déterminés à partir des deux équations (36, 38) et des valeurs empiriques (cf. encadré) du point de saturation de la matière nucléaire infinie symétrique.

1.2. Le coefficient d'incompressibilité

Le coefficient d'incompressibilité est relié à la courbure au point de saturation de la fonction $E/A(\rho)$ (Éq. (36)) (cf. Annexe B). Coefficient fondamental aux basses densités puisque relié à la dureté de l'équation d'état nucléaire, il l'est aussi aux hautes densités où certaines forces peuvent souvent violer le principe de causalité [149] (cf. Annexe B). Pour une force de Skyrme il s'exprime simplement comme :

$$K_\infty = 9\rho_0^2 \left(\frac{d^2}{d\rho^2} \frac{E}{A}(\rho) \right)_{\rho=\rho_0} = -\frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \rho_0^{\frac{2}{3}} + \frac{3}{8} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \Theta_s \rho_0^{\frac{5}{3}} + \frac{9}{16} \alpha(\alpha+1) t_3 \rho_0^{\alpha+1}. \quad (39)$$

Ce coefficient est resté longtemps très mal connu ($K_\infty = 300 \pm 100$ MeV) tant que son approche expérimentale était tentée à l'aide de masses, de rayons nucléaires ou d'une manière générale de propriétés statiques des noyaux [150]. Il en existe désormais de multiples évaluations mais leur interprétation reste toujours délicate puisque la plupart des mesures expérimentales concernent des noyaux et non ce milieu idéal qu'est la matière nucléaire infinie. Dans le cadre d'une étude microscopique (calculs Hartree-Fock plus approximation RPA des phases aléatoires) de la résonance géante mono-polaire isoscalaire (E0 ; $T = 0$ GMR), Blaizot [154] a pu extraire une valeur fiable de ce coefficient :

$$K_\infty = 210 \pm 30 \text{ MeV.}$$

Depuis cette évaluation de multiples extractions ont été faites à partir de données très diverses [150] et il convient d'en dresser un bilan synthétique et critique.

- Les résultats issus d'analyses de propriétés de supernovae [150] ($K_\infty \simeq 190 \div 250$ MeV pour les plus récentes [151]) doivent être pris avec prudence : d'une part la notion de surface dans ce type de milieu est rarement prise en compte [152], d'autre part le comportement de l'EOS aux hautes densités est souvent incertain et il n'existe pas de lien robuste entre ces milieux et une matière nucléaire symétrique en équilibre autour de la densité ρ_0 [153]. Le lien entre K_∞ et la masse maximum d'une étoile à neutrons est par exemple très dépendante du modèle utilisé et ne peut pas fournir un bon test de l'EOS du milieu [153].

- Les analyses du mouvement collectif transverse pour des collisions entre ions lourds, pour des énergies incidentes inférieures à 100 MeV/A, n'infirmement pas cette valeur de K_∞ associée à une masse effective $m^*/m \simeq 0,8$ [155]. Deux raisons essentielles montrent qu'il est difficile d'aller plus loin dans cette affirmation : (i) lorsque l'énergie incidente augmente, les collisions à 2 corps deviennent prépondérantes et les signatures que l'on peut extraire pour l'équation d'état nucléaire deviennent rapidement floues ; (ii) la notion même d'équation d'état doit être considérée prudemment dans ces expériences : en effet, elle concerne des systèmes équilibrés et en ce sens, le temps auquel on construit ce flot collectif doit être soigneusement choisi [156]. À partir de résultats qui concernent la production de pions et de kaons à des énergies incidentes voisines de 1 GeV/A (collaboration KaoS [157]), de récentes analyses [158] semblent nettement privilégier une équation d'état douce et confirmer la tendance déjà observée par l'ensemble des collaborations qui tentent d'extraire K_∞ à partir de collisions d'ions lourds [135].
- À partir de calculs HFBCS réalisés sur de longues séries isotopiques, certains auteurs [159] ont également tenté de corrélérer ce coefficient avec les effets de couches que l'on peut observer expérimentalement sur les masses ou les rayons des noyaux. Si l'effet semble exister, il est certainement mélangé à d'autres composantes de la force effective et l'extraction d'une valeur fiable du coefficient K_∞ semble trop incertaine. Si l'on se réfère à l'équation (39) et à la figure 4, il est clair que le coefficient K_∞ , lié à la dérivée seconde de l'énergie de liaison $E/A(\rho)$ met en jeu la dynamique le long d'une variation de densité autour de la densité d'équilibre. Une détermination de K_∞ à partir de propriétés statiques, même s'il s'agit de différences de masses HFBCS entre noyaux voisins, ne pourra pas être une méthode fiable.
- *L'extraction expérimentale* du coefficient K_∞ à partir des énergies de la résonance géante mono-polaire $E0$; $T = 0$ (GMR), passe généralement par la relation

$$E(E0 ; T = 0) = \sqrt{\frac{\hbar^2}{m} \frac{K_A}{\langle r^2 \rangle}}$$

où $\langle r^2 \rangle$ est le *r.m.s.* du noyau. Le coefficient K_∞ est alors extrait à l'aide d'un développement de type goutte liquide du coefficient K_A d'un noyau :

$$K_A = K_v + K_s A^{-1/3} + K_c A^{-2/3} + K_I I^2 + K_{Is} I^2 A^{-1/3} + K_{coul} Z^2 A^{-4/3} + \dots \quad (40)$$

Les divers coefficients K_j de l'équation (40) sont déterminés par ajustement des énergies expérimentales dont on dispose, soit environ une cinquantaine de valeurs à l'heure actuelle. Sachant qu'on ne peut en aucun cas négliger un des termes du développement (Éq. (40)) et que les meilleurs ajustements des coefficients de la relation (Éq. (35)) pour les masses des noyaux reposent sur environ 1600 masses expérimentales, on mesure l'incertitude qui peut

demeurer sur le coefficient K_∞ . Ce problème a généré dans le passé des valeurs de K_∞ sans réelle signification [160]. Dans le cadre d'une étude critique de cette procédure, Shlomo et Youngblood [161] ont ré-analysé toutes les données disponibles en 1993 pour conclure que l'on ne pouvait pas attendre une meilleure valeur que $K_\infty = 200 \div 350$ MeV. De très nombreux auteurs, Bohigas *et al.* [162], Treiner et Krivine [163], Pearson [164], Uma Maheswari *et al.* [165] et plus récemment Satpathy *et al.* [146], ont étudié les très fortes corrélations entre les divers coefficients K_j qui rendent très difficile une détermination unique de K_∞ . En tentant de recenser numériquement très précisément ces corrélations, Treiner *et al.* [166] ont extrait une valeur de K_∞ de 220 ± 20 MeV confirmant ainsi la valeur de l'encadré ci-dessus.

- L'utilisation du développement (Éq. (40)) pour extraire le coefficient K_∞ suppose son identification avec la limite $\lim_{\lambda \rightarrow \infty} K_A$, *i.e.* avec le premier terme K_V . Cette limite dépend en fait très fortement de la structure du mode de vibration du noyau, l'égalité $\lim_{\lambda \rightarrow \infty} K_A = K_\infty$ n'étant vraie que pour une compression purement radiale (hypothèse du *scaling*). On peut ainsi montrer que l'on obtient une relation différente si l'on se place dans le cadre du modèle de la goutte liquide ou dans un calcul Hartree-Fock contraint [167]. Blaizot [168] a récemment fait un inventaire exhaustif de ces difficultés liées généralement à une utilisation « classique » de la relation entre le mode géant mono-polaire et la compressibilité de la matière nucléaire.
- La seule détermination fiable est indirecte. Il faut faire un calcul microscopique (RPA ou HF plus utilisation de règles de somme [162]) ou semi-classique (règles de somme [169]). Ce type de calcul est basé sur une modélisation du mode $E0$; $T = 0$ sous la forme d'une compression radiale (*scaling*) où la densité est modifiée radialement comme :

$$\rho(\mathbf{r}) \rightarrow \lambda^3 \rho(\lambda r) \quad (41)$$

le coefficient K_A est alors obtenu comme :

$$K_A = \left. \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \rho(\lambda) \right|_{\lambda=1} = \frac{m}{\hbar^2} \langle r^2 \rangle E^2(E0; T=0). \quad (42)$$

Les densités sont calculées microscopiquement à l'aide d'une interaction effective donnée (qui possède entre autres propriétés un module de compression K_∞ donné) et les énergies du mode $E0$; $T = 0$ obtenues sont reproduites sur la figure 5 pour quelques interactions effectives de type Skyrme montrant ainsi clairement le caractère sélectif de ce mode géant vis-à-vis d'une force effective. Le désaccord général observé pour les noyaux légers est à mettre au passif de l'approximation du *scaling* (Éq. (41)), un seul mode de volume ne suffisant pas en rendre compte des résultats expérimentaux. Un *scaling* plus sophistiqué doit être utilisé en couplant un mode de volume à un mode de surface, couplage réalisé avec succès par Gleissl *et al.* [169] (*cf.* Fig. 6). Pour les noyaux lourds, pour lesquels on a en général une résonance

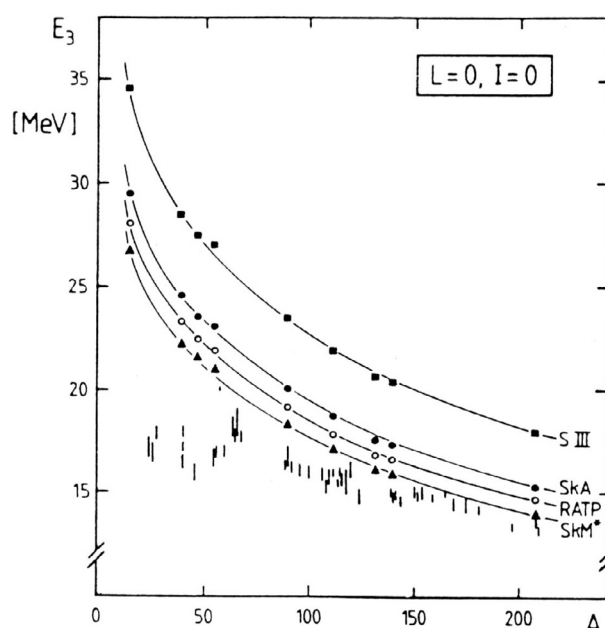


Figure 5. Énergies (en MeV) du mode géant mono-polaire isoscalaire E_0 ; $T = 0$ (GMR) obtenues avec quatre forces différentes comparées aux énergies expérimentales [173] (représentées avec leurs erreurs). Cette figure est tirée de Gleissl *et al.* [169].

[Energies (in MeV) of the isoscalar giant monopolar resonance E_0 ; $T = 0$ (GMR) obtained with four different forces compared to experimental data [173] (plotted with their error bars). Reprinted with permission from Gleissl *et al.* [Ann. Phys. (N.-Y.) **197**, 205 (1990)]. Copyright 2003 by Elsevier.]

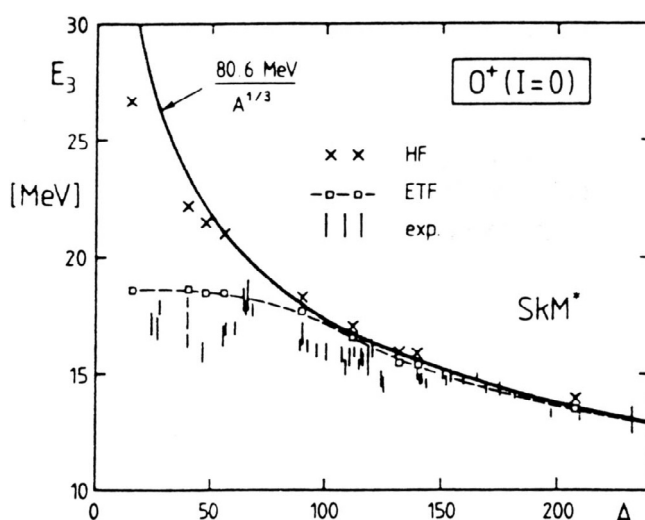


Figure 6. Énergies du mode E_0 ; $T = 0$ (GMR) obtenues avec la force SkM^* . Croix : énergies E_3 HF comme dans la figure 5. Carrés : énergies de l'état le plus bas dans un « scaling » à 2 dimensions. Les points expérimentaux sont les mêmes que ceux de la figure 5. Trait plein : ajustement de type LDM proportionnel à $A^{-1/3}$. Cette figure est tirée de Gleissl *et al.* [169].

[Energies of the E_0 ; $T = 0$ (GMR) giant mode obtained with the SkM^* force. Crosses: HF E_3 energies as in the Figure 5. Squares: energies of the lowest state in a 2-dimensional « scaling ». Experimental data are the same as in the figure 5. Full line: LDM fit proportional to $A^{-1/3}$. Reprinted with permission from Gleissl *et al.* [Ann. Phys. (N.-Y.) **197**, 205 (1990)]. Copyright 2003 by Elsevier.]

bien définie (*i.e.* une règle de somme bien satisfaite), une analyse comparable a été menée par Blaizot *et al.* [170] à partir de différentes interactions de portée finie confirmant parfaitement cette dépendance. Même si cette approximation du *scaling* doit être utilisée prudemment à cause des erreurs systématiques qu'elle peut générer sur les modes à haute énergie d'excitation [171], il n'y a pas à l'heure actuelle d'argument fondamental permettant de remettre en cause l'analyse de Blaizot [154] et la valeur de K_∞ de l'encadré ci-dessus qui prend en compte les récentes analyses expérimentales de Youngblood *et al.* [172]. Rappelons que dans cet esprit, Gleissl *et al.* [169] puis Farine *et al.* [104] ont analysé tous les résultats expérimentaux disponibles pour confirmer la valeur de Blaizot.

- En conjuguant des données expérimentales sur les masses nucléaires et sur les énergies des modes $E0$; $T = 0$, Chung *et al.* [138, 174] ont confirmé cette valeur de la compressibilité nucléaires à partir de modèles basés sur une fonctionnelle de l'énergie.
- Toutes les remarques précédentes concernent des analyses basées sur des interactions effectives non relativistes et on doit se poser la question si les modèles relativistes donnent des valeurs identiques de cette compressibilité. De nombreux travaux dans ce sens ont été menés par différents auteurs [175–178] donnant une valeur sensiblement plus élevée du coefficient d'incompressibilité : $K_\infty \simeq 250$ MeV. Dans le même esprit que l'analyse de Blaizot *et al.* [170], Zhong-yu Ma *et al.* [71] ont mis en œuvre un formalisme de type RPA relativiste (RRPA) (y compris en s'affranchissant de certaines approximations [70]) en utilisant des lagrangiens effectifs pour confirmer une valeur de K_∞ cohérente avec la valeur de l'encadré ci-dessus mettant en évidence le caractère fondamental de cette quantité indépendamment du modèle utilisé pour son évaluation.
- Pour confirmer cette valeur de K_∞ , des études comparables (HF+RPA ou RHF+RRPA) ont été effectuées pour le mode dipolaire géant isoscalaire $E1$; $T = 0$ mais sans succès majeur [70, 175, 180, 181] : la dépendance vis-à-vis de K_∞ n'est pas évidente et les calculs montrent un désaccord important avec l'expérience, désaccord peut-être lié au couplage avec d'autres modes [182].

À partir des trois quantités liées au point de saturation de la matière nucléaire infinie et à la courbure autour de ce point, on peut extraire une corrélation très importante et souvent notée « *corrélation* $\{K_\infty, \rho_0\}$ » [183] qui va fortement refléter la discussion de la section 1.2 du chapitre 3 sur les lignes de Coester. La figure 7 montre cette corrélation pour diverses interactions (ou lagrangiens relativistes) effectives et on peut remarquer que la majorité de ces forces se regroupent raisonnablement autour du point de saturation attendu. Seuls quelques points sont totalement irréalistes et ces résultats sont clairement explicables :

- contrairement à toutes les interactions effectives non relativistes considérées, la force de portée finie de Brink et Boeker ne contient pas de dépendance en

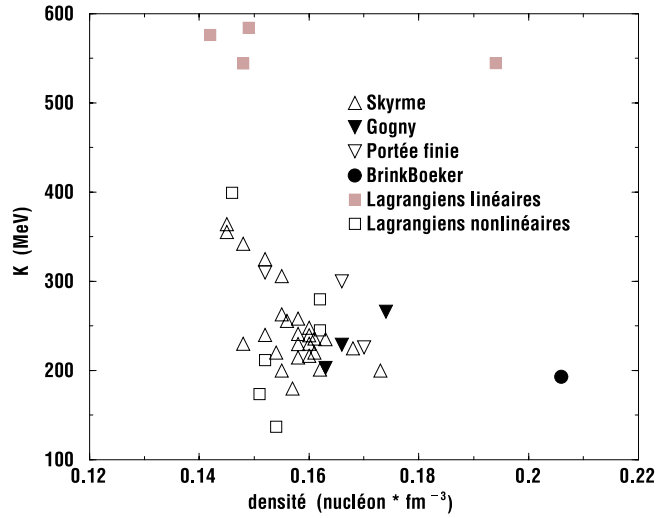


Figure 7. Corrélation compressibilité–densité au point de saturation d’une matière nucléaire infinie symétrique pour divers lagrangiens relativistes ou forces NN effectives. Triangles vides : forces de portée nulle de type Skyrme. Triangles pleins : forces de portée finie de type Gogny. Triangles vides inversés : autres forces de portée finie. Cercle plein : force de portée finie de Brink et Boeker. Carrés pleins : lagrangiens relativistes avec couplage linéaire. Carrés vides : lagrangiens relativistes avec couplage non-linéaire.

[Correlation compressibility–saturation density of a symmetric infinite nuclear matter for various relativistic Lagrangians or effective NN forces. Empty triangles: Skyrme-like zero range forces. Full triangles: Gogny-like finite range forces. Empty reversed triangles: other finite range forces. Full circle: finite range Brink and Boeker force. Full squares: relativistic Lagrangians with linear coupling. Empty squares: relativistic Lagrangians with non linear coupling.]

densité : vu par Negele et Vautherin [130] comme une simulation des effets d’ordre supérieur dans le développement en matrice G (Éq. (21)) ce terme est indispensable pour obtenir un point de saturation correct (cf. discussion Chap. 3, Sect. 1.2) ;

- en ce qui concerne les lagrangiens relativistes, on peut remarquer le rôle aussi fondamental joué par les couplages non-linéaires (Éqs. (7, 8)) également indispensables pour décrire correctement ce fluide infini que les lagrangiens utilisant un seul couplage linéaire sont incapables de reproduire.

1.3. La masse effective isoscalaire

L’énergie d’une particule individuelle de moment \mathbf{p} dans la matière nucléaire infinie s’écrit :

$$\varepsilon_p = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + \Sigma(\mathbf{p}, \varepsilon_p) = \frac{\mathbf{p}^2}{2m^*}. \quad (43)$$

Cette équation auto-cohérente pour ε_p contient un premier terme d'énergie cinétique et un second terme de *self-énergie* résultant de l'interaction de la particule avec le milieu. Cette énergie peut aisément être ré-écrite comme l'énergie cinétique d'une particule libre mais *affectée* d'une masse effective m^* qui s'exprime alors comme :

$$\frac{m^*}{m} = \frac{m}{p} \frac{d\varepsilon_p}{dp}. \quad (44)$$

Dans les noyaux finis cette masse effective joue un rôle important sur la densité de niveaux à la surface de Fermi, ce qui donne une valeur d'environ $1,1 \div 1,2$ pour les états près du niveau de Fermi [184, 185], tandis que les états plus profonds tendent à préférer une valeur plus faible. De nombreux auteurs ont mis en évidence un lien direct entre cette masse effective isoscalaire et l'énergie de la résonance géante quadrupolaire isoscalaire E_2 ; $T = 0$ [154, 186] et en prenant en les évaluations expérimentales de ce mode géant on peut avancer une valeur de :

$$\boxed{\frac{m^*}{m} = 0,8 \div 0,9.}$$

Dans la fonctionnelle de Skyrme (Éq. (31)), la masse effective est extraite en rassemblant les termes en $\rho\tau$, mettant en évidence une dépendance vis-à-vis de la non-localité de la force soit :

$$\begin{aligned} \frac{\hbar^2}{2m_q^*} \tau_q &= \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{m}{m_q^*} \right) \tau_q \\ \left(\frac{m}{m_q^*} \right) &= 1 + \frac{1}{4} \frac{m}{\hbar^2} \rho \left[t_1 (2 + x_1) + t_2 (2 + x_2) \right] + \frac{1}{4} \frac{m}{\hbar^2} \rho_q \left[t_2 (1 + 2x_2) - t_1 (1 + 2x_1) \right] \\ &= 1 + \frac{1}{4} \frac{m}{\hbar^2} \rho \Theta_v + \frac{1}{4} \frac{m}{\hbar^2} \rho_q [\Theta_s - 2\Theta_v] \end{aligned} \quad (45)$$

avec les définitions des combinaisons de paramètres :

$$\Theta_s = 3t_1 + t_2 (5 + 4x_2), \quad \Theta_v = t_1 (2 + x_1) + t_2 (2 + x_2) \quad (46)$$

ce qui devient, dans la matière nucléaire infinie symétrique où $\rho_p = \rho_n = \rho/2$, la masse effective isoscalaire :

$$\left(\frac{m^*}{m} \right)_s^{-1} = 1 + \kappa_s = 1 + \frac{1}{8} \frac{m}{\hbar^2} \Theta_s \rho. \quad (47)$$

À partir des données isoscalaires que l'on vient de discuter, on voit déjà se dessiner un début de protocole de détermination des paramètres de la force effective [187] :

$$\boxed{\rho_0 \quad \frac{E}{A} \quad K_\infty \quad \left(\frac{m^*}{m} \right)_s \quad \longrightarrow \quad t_0 \quad t_3 \quad \alpha \quad \Theta_s = 3t_1 + t_2 (5 + 4x_2)}$$

où la combinaison de paramètres Θ_s peut être gardée en l'état avant la prise en compte d'autres données.

Après la corrélation $\{K_\infty, \rho_0\}$, la figure 8 montre la forte corrélation qui existe entre K_∞ et la masse effective $(m^*/m)_s$ mettant à nouveau en évidence les liens ténus qui existent entre les divers paramètres de la force effective (ou lagrangien relativiste évidemment). Une conclusion importante s'impose alors : le nombre de paramètres intervenant dans celle-ci ne sera sans doute pas un argument de choix d'une paramétrisation à l'autre. Il est plus important de contrôler ces corrélations afin de pouvoir les exploiter comme des « abaques » de détermination de zones permises de paramètres.

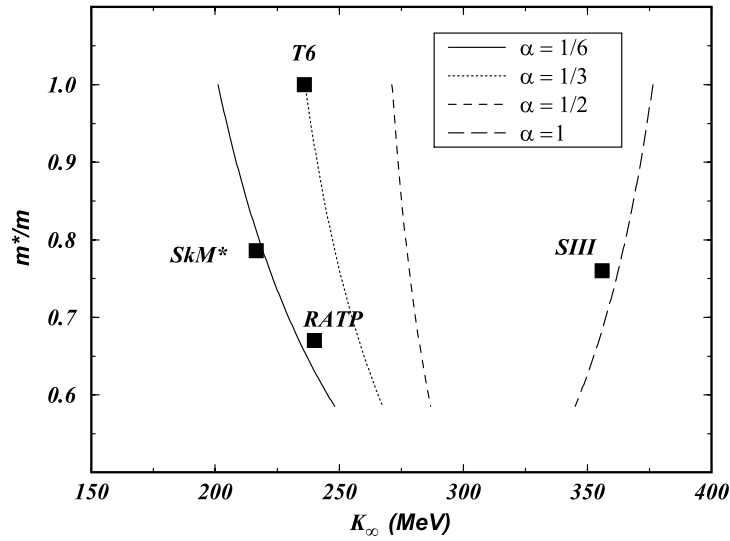


Figure 8. Corrélation entre le coefficient d'incompressibilité K_∞ et la masse effective isoscalaire $(m^*/m)_s$ pour diverses valeurs du paramètre α gouvernant la dépendance en densité de la force. Ces abaques sont tracées pour une densité à l'équilibre $\rho_0 = 0,16 \text{ fm}^{-3}$ et une énergie de liaison par nucléon $E/A = -16 \text{ MeV}$. Cette figure est extraite de Chabanat *et al.* [129].

[Correlation between the compressibility K_∞ and the isoscalar effective mass $(m^*/m)_s$ as a function of the α parameter which governs the density dependence of the force. These curves are plotted for an equilibrium density $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ and for a binding energy per nucleon $E/A = -16 \text{ MeV}$. Reprinted with permission from Chabanat *et al.* [Nucl. Phys. A 627, 710 (1997)]. Copyright 2003 by Elsevier.]

2. La matière nucléaire infinie asymétrique

L'étude des noyaux très loin de la vallée de stabilité, en particulier ceux proches de la *drip line* neutron nous imposent maintenant de savoir si l'on peut intégrer dans cette procédure des propriétés caractéristiques d'une matière nucléaire asymétrique $I \neq 0$. À partir de la fonctionnelle de Skyrme (*cf.* Éqs. (30, 31)),

il est relativement aisé de construire l'expression de l'énergie d'une matière nucléaire infinie asymétrique. Les densités de neutrons et de protons deviennent des fonctions de la densité totale ρ et d'un paramètre d'asymétrie neutron-proton $Y_p = Z/A$ ou $I = (N - Z)/A = 1 - 2Y_p$ à partir de : $\rho_n = \rho(1 - Y_p) = \rho(1 + I)/2$ et $\rho_p = \rho Y_p = \rho(1 - I)/2$. Le tableau 4 donne quelques valeurs de Y_p et I caractéristiques de noyaux de part et d'autre de la vallée de stabilité

$$\begin{aligned} \frac{E}{A}(Y_p \text{ ou } I; \rho) = & \frac{3}{10} \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{2}{3}} F_{5/3} \\ & + \frac{1}{8} t_0 \rho \left[2(2 + x_0) - (1 + 2x_0) F_2 \right] + \frac{1}{48} t_3 \rho^{\alpha+1} \left[2(2 + x_3) - (1 + 2x_3) F_2 \right] \\ & + \frac{3}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{2}{3}} \left[\Theta_v F_{5/3} + \frac{1}{2} (\Theta_s - 2\Theta_v) F_{8/3} \right] \quad (48) \end{aligned}$$

avec la définition des facteurs d'asymétrie :

$$F_m(Y_p) = 2^{m-1} \left[Y_p^m + (1 - Y_p)^m \right], \quad F_m(I) = \frac{1}{2} \left[(1 + I)^m + (1 - I)^m \right].$$

La figure 9 donne l'évolution de l'énergie par particule de cette matière infinie asymétrique en fonction de la densité ρ et pour quelques valeurs du paramètre d'asymétrie allant de la matière symétrique $\{Y_p = 1/2, I = 0\}$ à la matière de neutrons $\{Y_p = 0, I = 1\}$.

Tableau 4. Valeurs de $Y_p = Z/A$ et $I = (N - Z)/A$ de la matière nucléaire symétrique à la matière de neutrons et pour quelques noyaux appartenant aux séries isotopiques O, Ni et Sn. (*) Dernier noyau riche en protons (ou en neutrons) de masse connue dans la série [188]. (**) Dernier noyau connu dans la série.

[Values of $Y_p = Z/A$ and $I = (N - Z)/A$ for the symmetric infinite nuclear matter up to the pure neutron matter and also for some nuclei of the O, Ni and Sn isotopic series. (*) Last proton rich (or neutron rich) nucleus of the serie whose the mass is experimentally known [188]. (**) Last known nucleus in the serie.]

matière nucléaire symétrique $N = Z$						matière de neutrons $Z = 0$			
$^{12}_8\text{O}_4^*$			$^{24}_8\text{O}_{16}^*$						
$^{36}_{20}\text{Ca}_{16}^*$			$^{52}_{20}\text{Ca}_{32}^*$						
$^{48}_{28}\text{Ni}_{20}^{**}$			$^{78}_{28}\text{Ni}_{50}^{**}$						
$^{100}_{50}\text{Sn}_{50}^*$			$^{134}_{50}\text{Sn}_{82}^*$						
Y_p	0,667	0,583	0,556	0,50	0,359	0,373	0,385	0,333	0,0
I	-0,333	-0,167	-0,111	0,00	0,282	0,254	0,231	0,333	1,0

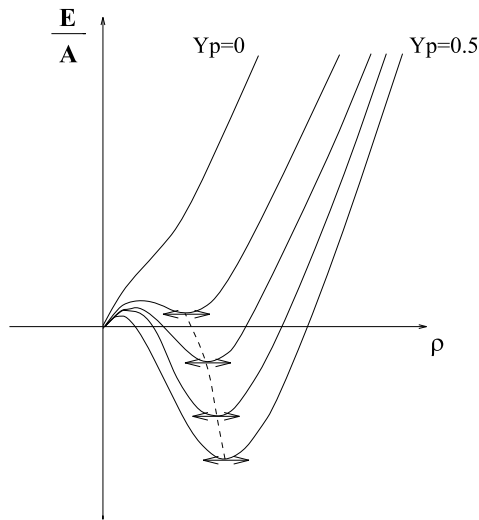


Figure 9. Énergie par nucléon dans la matière nucléaire infinie asymétrique en fonction de la densité ρ . Les énergies sont tracées pour diverses valeurs de Y_p entre $Y_p = 1/2$ et $Y_p = 0$.

[Binding energy per nucleon in an asymmetric infinite nuclear matter as a function of the density ρ . Energies are plotted for different Y_p values between $Y_p = 1/2$ and $Y_p = 0$.]

L'évolution de E/A en fonction de Y_p est relativement mal connue bien qu'il existe des essais de calculs de type Brueckner-Hartree-Fock pour une matière asymétrique [189, 190] qui montrent par exemple qu'outre un déplacement vers les basses densités du point de saturation, on doit s'attendre à un adoucissement de l'équation d'état avec Y_p [191]. Cet effet apparaît clairement sur le tableau 5, qui donne les valeurs du coefficient d'incompressibilité pour une matière nucléaire asymétrique à l'équilibre pour $Y_p = 1/3$.

Si cet adoucissement est une caractéristique importante, une autre propriété est l'évolution de la densité d'équilibre avec l'asymétrie I , sachant que l'on doit naturellement aller vers sa disparition puisqu'aucune saturation n'apparaît pour la matière de neutrons. La figure 10 montre, pour des forces de Skyrme très différentes, que si l'énergie à la saturation ne change quasiment pas, on peut constater des variations importantes dans les comportements des densités d'équilibre en fonction de I , certaines forces de Skyrme conduisant même à des effondrements dans l'équation d'état pour des densités voisines de $2\rho_0$. Pour mieux comprendre la portée de ces différences, il faut rappeler que si la zone des faibles densités

Tableau 5. Coefficients $K_{eq}(Y_p = 1/3)$ (en MeV) pour quelques forces de Skyrme et pour le potentiel de Paris [191]. Les valeurs de K_∞ (en MeV) sont données pour comparaison. (*) Valeurs issues d'un calcul de type Brueckner-Hartree-Fock.

[$K_{eq}(Y_p = 1/3)$ coefficient (in MeV) for some Skyrme forces and for the Paris potential [191]. Values of K_∞ (in MeV) are given for comparison. (*) Results from Brueckner-Hartree-Fock calculations.]

	SIH	SGII	SkM*	RATP	T6	SLy4	Paris(*)
K_∞	356	215	217	240	236	230	185
$K_{eq}(Y_p = 1/3)$	305	181	173	202	198	182	143

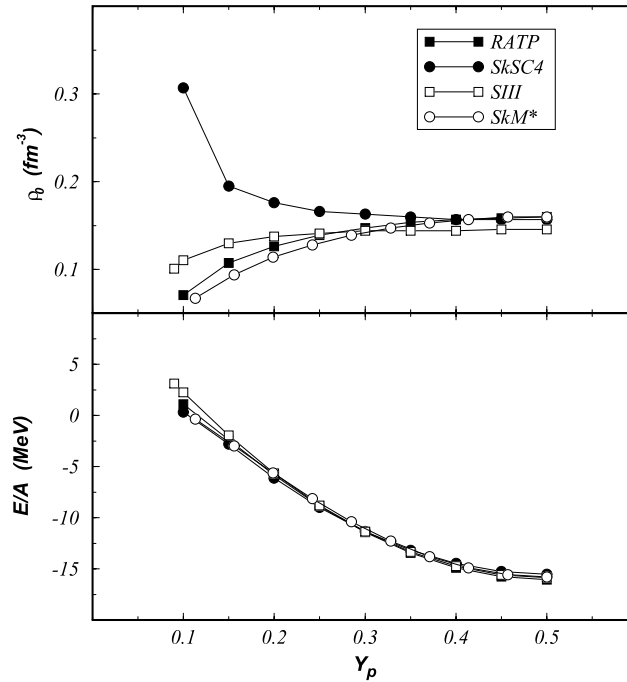


Figure 10. Évolution de l'énergie de liaison par nucléon et de la densité au point de saturation en fonction de $Y_p = Z/A$ pour diverses interactions de Skyrme. Cette figure est extraite de Chabanat *et al.* [129].

[Evolution of the binding energy per nucleon and of the equilibrium density as functions of $Y_p = Z/A$ for various Skyrme interactions. Reprinted with permission from Chabanat *et al.* [Nucl. Phys. A **627**, 710 (1997)]. Copyright 2003 by Elsevier.]

($\approx 0,1 \text{ fm}^3$) n'est intéressante que pour l'étude de la croûte des étoiles à neutrons, la zone $0,3 \leq Y_p \leq 0,5$ concerne les noyaux riches en neutrons, la *drip line* neutron devant être voisine de $Y_p = 0,3$.

Il existe certaines tentatives [192] cherchant à extraire des informations sur la saturation d'une matière asymétrique à partir de données expérimentales sur les rayons et les «*peaux de neutrons*», ces dernières nécessitant des évaluations précises des rayons de neutrons. L'étude des densités de matière le long de longues séries isotopiques (*cf.* par exemple les séries d'isotopes de nickel et d'étain analysées à l'aide calculs de type RMF [193]) laisse apparaître de forts effets de couches qui perturbe l'extraction d'une valeur fiable des densités centrales.

En revenant à nouveau à la corrélation $\{K_\infty, \rho_0\}$, on peut constater sur la figure 11 que son comportement avec l'asymétrie neutron-proton dépend fortement de la force effective considérée ces corrélations donnant éventuellement une possibilité de choix si on est capable d'approcher expérimentalement les quantités K_∞ ou ρ_0 pour de fortes valeurs de I [194].

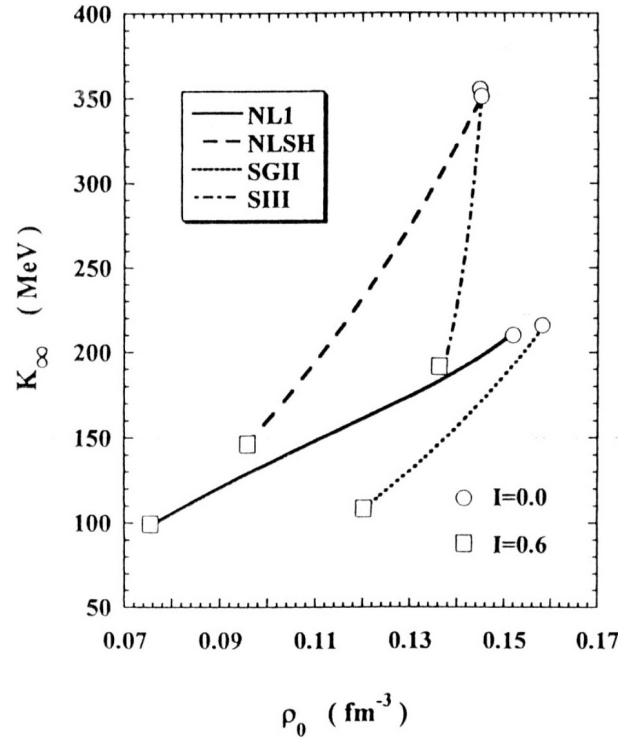


Figure 11. Corrélations entre le coefficient d'incompressibilité K_∞ et la densité à l'équilibre ρ_0 pour divers lagrangiens relativistes (NL1, NLSH) ou interactions effectives non relativistes (SGII, SIII). Cette corrélation est tracée pour deux valeurs de l'asymétrie neutron-proton I ($I = 0,6$ correspond à $Y_p = 0,3$). Cette figure est extraite de Yoshida *et al.* [194].

[Correlations between the K_∞ compressibility and the ρ_0 equilibrium density for various relativistic Lagrangians (NL1, NLSH) or non relativistic effective interactions (SGII, SIII). This correlation is plotted for two values of the neutron-proton asymmetry I ($I = 0.6$ corresponds to $Y_p = 0.3$). Reprinted with permission from Yoshida *et al.* [Phys. Rev. C **58**, 2796 (1998)]. Copyright 2003 by the American Physical Society.]

On remarquera encore une fois que cet argument est valable quel que soit le formalisme, relativiste ou non, utilisé. Des systématiques théoriques de la résonance géante mono-polaire isoscalaire [195] ont en effet permis d'extraire de calculs HF+RPA prenant en compte les effets du continuum aux abords des « drip lines » proton ou neutron un comportement précis de ce mode en fonction de I .

2.1. L'énergie de symétrie

L'étude d'une matière nucléaire asymétrique $I = (N - Z)/A \neq 0$ donne des renseignements sur le coefficient a_1 du développement (Éq. (35)). Les analyses

expérimentales de Möller, Myers et Swiatecki [139, 140] donnent des valeurs proches de 30 MeV qui varient d'une part avec le nombre de masses expérimentales prises en compte et d'autre part selon les différences que l'on observe entre les analyses type LDM ou DM ($a_1 = 30,8$ MeV et $J = 32,7$ MeV respectivement). Si on ajoute la valeur de 28,82 MeV pour le modèle LSD [141], on s'aperçoit à nouveau qu'au-delà du terme de volume, la valeur de chaque coefficient dépend assez sensiblement de la forme du développement utilisé avec une légère préférence pour les valeurs les plus récentes

$$28 \text{ MeV} \leq a_1 \leq 32 \text{ MeV}.$$

Cette énergie de symétrie peut-être déduite simplement de l'équation (48) comme :

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{1}{2} \frac{d^2}{dI^2} \frac{E}{A}(I, \rho) \Big|_{I=0} \\ &= \frac{1}{6} \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{2}{3}} - \frac{1}{8} t_0 (2x_0 + 1) \rho - \frac{1}{24} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} (3\Theta_v - 2\Theta_s) \rho^{\frac{5}{3}} \\ &\quad - \frac{1}{48} t_3 (2x_3 + 1) \rho^{\alpha+1} \end{aligned} \quad (49)$$

avec les définitions de Θ_s et Θ_v , $3\Theta_v - 2\Theta_s = 3t_1x_1 - t_2(4 + 5x_2)$. Les coefficients L et K_1 (cf. Annexe B) peuvent également être déduits de l'équation (48) mais malheureusement leur détermination *expérimentale*, qui passe à nouveau par des développements de type goutte liquide, restent très aléatoires (cf. discussion sur l'extraction de K_∞).

Pour notre protocole de construction d'une force de Skyrme, cette énergie de symétrie fait intervenir, outre les paramètres t_0, t_3, α , trois nouvelles quantités x_0, x_3 et une combinaison de paramètres $3\Theta_v - 2\Theta_s$.

Le comportement de ce coefficient a_1 en fonction de I ou de ρ a engendré de nombreux travaux dont on peut tirer quelques remarques importantes.

- Les ajustements systématiques de masses nucléaires qui utilisent des méthodes semiclassiques (ETFSI) [196] ou microscopiques [58, 60] semblent préférer des valeurs de a_1 plus faibles de l'ordre de 28 MeV et on commence à percevoir à nouveau la difficulté d'obtenir des valeurs uniques des coefficients d'ordre supérieur dans un développement de type LDM. Il est à nouveau certain que les fortes corrélations entre les divers termes perturbent ces analyses et comme on l'a déjà vu avec la corrélation $\{K_\infty, \rho_0\}$, des études systématiques des corrélations $\{K_\infty, \rho_0, a_1\}$ permettraient de mieux contrôler les divers termes de l'interaction effective en particulier le terme dépendant de la densité dont la forme analytique n'est peut-être pas la meilleure possible (cf. les essais vers des paramétrisations « *non-standards* » des interactions de type Skyrme [197, 198]).
- Mieux connaître ce coefficient a_1 est aussi le but de nombreuses systématiques théoriques de collisions d'ions lourds en variant l'asymétrie des systèmes utilisés [199]. Le rapport des nombres de protons et de neutrons

de pré-équilibre comme le flot différentiel neutron-proton semblent être par exemple sensibles à la dépendance en densité de a_1 [200]. Des simulations de ces effets d'asymétrie neutron-proton ont également concerné le mécanisme de fragmentation [201] et proposent toutes des signatures expérimentales possibles avec des faisceaux d'ions lourds exotiques.

- Cette dépendance en densité de l'énergie de symétrie a également été étudiée dans le cadre de calculs BHF à partir de potentiels NN libres [202] ou à l'aide de modèles de transport jusqu'à des hautes densités [203] et la croissance générale avec ρ peut être utilisée pour mieux fixer les termes concernés dans une fonctionnelle de type Skyrme.
- Les études des modes collectifs et leur dépendance vis-à-vis de I est probablement plus prometteuse parce que l'on connaît les liens directs entre certains paramètres macroscopiques et l'énergie de certains modes collectifs (cf. la discussion sur K_∞ et le mode $E0$; $T = 0$). En utilisant une méthode RPA locale [204], Reinhard [186] a par exemple très bien isolé la dépendance du mode $E1$; $T = 1$ vis-à-vis de a_1 tandis que dans le cadre d'une théorie de la réponse linéaire, Morawetz *et al.* [205] ont récemment étudié les modes collectifs $E0$; $T = 0$, $E1$; $T = 1$ et $E2$; $T = 0$ dans un système nucléaire asymétrique permettant une meilleure compréhension du lien entre K_∞ et a_1 .
- Certains auteurs [206–208] ont également étudié le rôle joué par a_1 sur les masses et rayons d'étoiles à neutrons [151, 153] ainsi que sur différentes situations lors d'un effondrement stellaire ou d'explosions de supernova de type II pour mieux connaître la dépendance couplée en I et ρ de l'équation d'état.
- Dans les modèles basés sur des lagrangiens relativistes, les propriétés de la matière nucléaire asymétrique sont évidemment gouvernées par le canal isovecteur ce qui a en particulier suggéré l'utilisation d'un couplage avec un δ [209], de termes non-linéaires dans ce canal [49] ou l'aide de dépendances en densité dans des constantes de couplage effectives [210].

2.2. La masse effective isovectorielle ou le facteur d'accélération de la résonance géante dipolaire isovectorielle

La résonance géante dipolaire isovectorielle $E1$; $T = 1$ fournit également un bon test direct de partie non-locale de la force effective. La règle de somme m_1 [162, 169] est en effet directement accessible expérimentalement par réactions de photoabsorption sur les noyaux [211] :

$$m_1 = \frac{1}{4\pi^2} \frac{\hbar c}{e^2} \int \sigma(E_\gamma) dE_\gamma = \frac{NZ}{A} \frac{\hbar^2}{2m} (1 + \kappa_v) \quad (50)$$

$\sigma(E_\gamma)$ est la section efficace de photoabsorption, κ_v le facteur d'accélération mesurant la déviation par rapport à la règle de somme de Thomas-Reiche-Kuhn (TRK) et qui s'exprime en fonction des densités neutrons et protons dans le noyau (*cf.* Annexe F). Quasiment insensible à la « peau de neutrons » (différence entre les rayons neutrons et protons), ce facteur κ_v est par contre fortement dépendant de l'énergie du mode dipolaire isovectoriel [186]. Il ne faut cependant pas oublier que dans ces sections efficaces intégrées de photoabsorption entrent en jeu à la fois des effets tensoriels et des effets subnucléoniques, qui justifient que l'on admette généralement qu'avec une force de Skyrme standard où de tels degrés de liberté sont absents une bonne valeur de ce coefficient est $\kappa = 0,4 \div 0,5$. Il faut donc prendre garde de ne pas *ajuster* trop fortement une telle valeur qui doit être néanmoins surveillée pour rester dans des limites raisonnables. À partir des énergies des modes isovectoriels mono-polaire, dipolaire ainsi que du mode de Gamow-Teller, Coló *et al.* [212] ont pu construire un ensemble cohérent de contraintes possibles pour gouverner les différentes parties isovecteurs de l'interaction effective, dépendant ou non du degré de liberté de spin.

2.3. La matière de neutrons

À partir d'hamiltoniens réalistes incluant des termes à deux et trois corps, il existe des calculs variationnels donnant accès à des équations d'état relativement sophistiquées [89, 213, 214] pour une matière pure en neutrons. Incluant diverses paramétrisations pour des zones particulières de densités (équation d'état de Bethe et Pethick [215] aux très basses densités, description de Negele et Vautherin [216] pour les densités subnucléaires plus une matière faite uniquement de neutrons pour des densités supérieures à $0,1 \text{ fm}^3$), ces équations rendent bien compte des masses et des rayons estimés des étoiles à neutrons de masses voisines de $1,44M_\odot$ [217].

L'expression (Éq. (48)) écrite pour $Y_p = 0$ (ou $I = 1$) donne l'énergie par particule d'une matière infinie composée uniquement de neutrons ($F_m(Y_p = 0) = F_m(I = 1) = 2^{m-1}$) :

$$\begin{aligned} \frac{E}{A}(Y_p = 0, \text{ ou } I = 1; \rho) = & \frac{3}{10} \frac{\hbar^2}{m} (3\pi^2)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{2}{3}} + \frac{1}{4} \rho t_0 (1 - x_0) \\ & + \frac{1}{24} \rho^{\alpha+1} t_3 (1 - x_3) + \frac{3}{40} (3\pi^2)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{5}{3}} [\Theta_s - \Theta_v]. \end{aligned} \quad (51)$$

Pour notre protocole, cette énergie fait intervenir les mêmes paramètres x_0, x_3 et une nouvelle combinaison $\Theta_s - \Theta_v = t_1(1 - x_1) + 3t_2(1 + x_2)$.

Certains auteurs ont déjà étudié les possibilités de reproduire ces équations d'état [218, 219] ou un ou plusieurs points particuliers, parallèlement aux propriétés nucléaires habituelles [104, 122]. La figure 12 montre pour comparaison comment les forces de Skyrme usuelles reproduisent l'équation d'état de Wiringa *et al.* [213] avec, pour certaines paramétrisations qui ne sont pas reportées, un effondrement qui apparaît à des densités proches de $2\rho_0$.

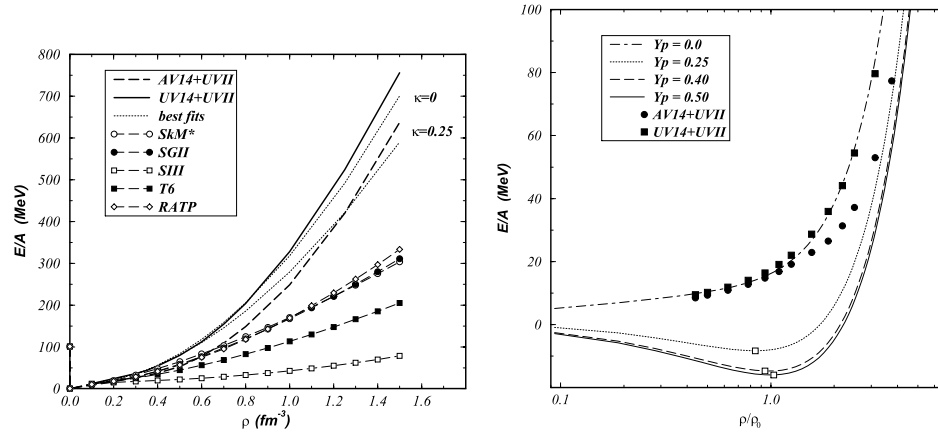


Figure 12. Partie gauche : énergie par particule (en MeV) dans la matière de neutrons en fonction de la densité ρ pour diverses forces de Skyrme comparées aux deux modèles réalistes de Wiringa *et al.* [213]. Deux forces de Skyrme de type SLy sont considérées avec des facteurs κ différents. Partie droite : énergie par particule (en MeV) en fonction du rapport ρ/ρ_0 dans la matière nucléaire asymétrique pour diverses valeurs de $Y_p = Z/A$. Les points et carrés noirs rappellent les EOS de Wiringa pour la matière de neutrons. Les carrés vides donnent le point d'équilibre de chaque EOS. Ces deux figures sont extraites de Chabanat *et al.* [129].

[Left part: energy per particle (in MeV) in the pure neutron matter as a function of the density ρ for various Skyrme forces compared to the two realistic models of Wiringa *et al.* [213]. The SLy Skyrme forces which are considered correspond to two different values of the κ factor. Right part: energy per particle (in MeV) as a function of the ρ/ρ_0 ratio in the asymmetric nuclear matter for various $Y_p = Z/A$ values. Black points and squares denote the pure neutron matter EOS of Wiringa. Empty squares denote the equilibrium point of each EOS. Reprinted with permission from Chabanat *et al.* [Nucl. Phys. A **627**, 710 (1997)]. Copyright 2003 by Elsevier.]

Pour s'affranchir des difficultés que l'on peut rencontrer en cherchant à ajuster des forces utilisant des termes *non standards*, essentiellement pour s'affranchir d'un effondrement à des densités voisines de $2\rho_0$ [104, 108, 109], une possibilité est d'ajuster la totalité de l'équation d'état d'une matière purement neutronique. Les courbes $E/A(Y_p, \rho)$ qui sont tracées sur la figure 12 sont obtenues avec la force SLy4 où l'on a ajusté, entre autres propriétés, l'équation d'état de Wiringa *et al.* [213] pour la matière de neutrons.

3. La matière nucléaire semi-infinie : l'énergie de surface

Il est relativement simple de réaliser un modèle de matière nucléaire semi-infinie, pour avoir accès au coefficient a_s de la formule de masse (Éq. (35)). Considérée

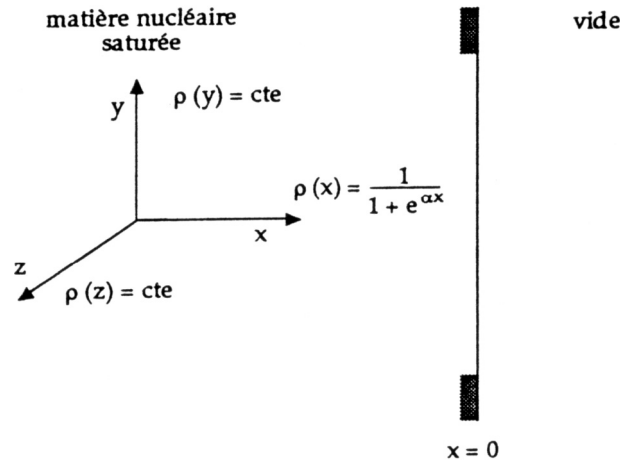


Figure 13. Modélisation d'une matière nucléaire semi-infinie. La densité ρ est constante le long des axes y et z et modélisée à l'aide d'une fonction de Fermi le long de la direction x perpendiculaire à la surface [53].

[Model for a semi-infinite nuclear matter. The ρ density is kept constant along the y and z -axis and represented by a Fermi function along the x -direction perpendicular to the surface [53].]

comme constante selon deux axes, la densité nucléaire est modélisée par une fonction de Fermi avec une épaisseur de surface α le long de l'axe perpendiculaire à la surface qui est supposée infinie (cf. Fig. 13).

L'énergie de surface est alors simplement écrite selon l'équation (52) et minimisée par rapport à ρ_0 et α

$$a_s = 4\pi r_0^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \mathcal{H}[\rho(x)] - a_v \rho(x) \right\} dx \quad (52)$$

avec $a_v = \mathcal{H}(\rho_0)/\rho_0$ et $r_0 = (4\pi\rho_0/3)^{1/3}$.

De tels modèles simples, essentiellement semiclassiques, ont été réalisés par plusieurs auteurs [52, 53, 163, 221] et généralisés à une matière nucléaire asymétrique [163, 222] pour avoir accès au coefficient E_{surf} et à l'épaisseur de surface dépendants de I ainsi qu'à la notion de « *peau de neutrons* », conséquence naturelle de l'utilisation de deux surfaces neutrons et protons :

$$E_{\text{surf}} = a_s + a_{\text{Is}} I^2 = J - \frac{9}{4} \frac{J^2}{Q} I^2 \quad (53)$$

où la seconde égalité fait apparaître les coefficients J et Q du modèle de la gouttelette (DM).

Si ces modèles surévaluent généralement l'énergie de surface de 1 ou 2 MeV par rapport à un calcul de type Hartree-Fock [223], ou Hartree relativiste [224],

Tableau 6. Énergies de surface a_s pour une matière nucléaire symétrique et E_{surf} (toutes en MeV) pour quelques forces de Skyrme. La valeur de E_{surf} est calculée pour une asymétrie $I = 0,2167$, $Y_p = 0,3917$ correspondant au noyau ^{240}Pu . Les énergies de surface de quelques forces de type Gogny [225] sont également données mais, issues d'un calcul différent de celui discuté dans le texte, elles ne sont pas directement comparables aux valeurs obtenues avec des interactions de Skyrme.

[Surface energies a_s of a symmetric nuclear matter and E_{surf} (all in MeV) for some Skyrme forces. The E_{surf} value is calculated for an asymmetry $I = 0.2167$, $Y_p = 0.3917$ corresponding to the ^{240}Pu nucleus. The surface energy of the Gogny forces which is also given corresponds to a different calculation [225] and is not directly comparable to the values obtained for Skyrme forces.]

Force	SIII	Ska	SkM	SGII	SkM*	RATP	T6	SkP
a_s	18,82	44,30	17,37	16,65	17,98	19,41	18,52	18,59
E_{surf}	20,65	-	20,65	19,10	21,19	21,94	21,04	21,12
Force	SLy4	SLy5	SLy6	SLy7	SkI1	SkI3	SkI4	SLy10
a_s	18,88	18,89	18,12	17,72	18,12	16,52	16,99	17,59
E_{surf}	21,96	22,07	21,12	20,64	30,01	20,90	-	20,13
Force	D1	D1S	D1P					
a_s	19,0	14,86	16,0					

leur compacité permet de prendre en compte simplement cette quantité dans l'ajustement d'une force effective. Les énergies de surface obtenues pour quelques forces de Skyrme (*cf.* Tab. 6) sont très proches de celles extraites d'un calcul de type goutte liquide (≈ 20 MeV (LDM), ≈ 23 MeV (DM)) en prenant en compte qu'il faut corriger ces dernières valeurs de la contribution du terme spin-orbite ($1,5 \div 2,0$ MeV). Les nombreux auteurs qui ont développé de tels modèles [52,53,163,221] ont largement discuté comment on obtient des résultats très divers, parfois même incompatibles pour le coefficient a_{Is} , montrant à quel point on devient tributaire du modèle utilisé.

Le tableau 6 montre également les valeurs de l'énergie de surface pour une asymétrie $I = 0,2167$ correspondant au noyau ^{240}Pu . On constate à nouveau de fortes disparités suivant les forces utilisées reflète des comportements de ces interactions avec I déjà constatés dans le paragraphe précédent. Dans le but d'étudier les propriétés de surface et de courbure de la croûte des étoiles à neutrons, Douchin *et al.* [226] ont étudié cette énergie de surface dans de très larges plages de variation de I y compris au-delà des lignes d'instabilité vis-à-vis de l'émission de un proton ou de un neutron (*drip line*). La figure 14 montre les comportements de l'énergie de surface et de l'épaisseur de la « *peau de neutrons* » issues de ces calculs pour quelques forces de Skyrme standards confirmant les nettes différences même en amont de la « *drip line* » neutron. À partir de calculs HF sur quelques noyaux

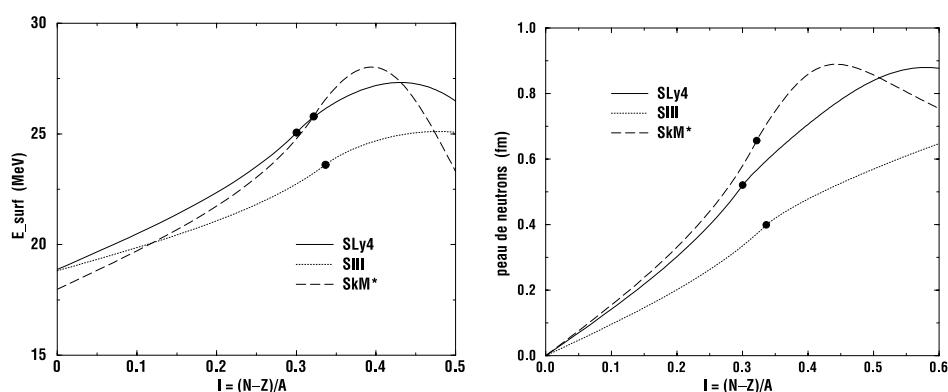


Figure 14. Variations de l'énergie de surface (en MeV) (partie gauche) et de la « *peau de neutrons* » (en fm) (partie droite) d'une matière nucléaire semi-infinie asymétrique en fonction de l'asymétrie neutron-proton I pour quelques forces de Skyrme standards. Les points sur chaque courbe notent la position de l'instabilité vis-à-vis de l'émission d'un neutron (*drip line*).

[Surface energy (in MeV) (left part) and “neutron skin” (in fm) (right part) of an asymmetric semi-infinite nuclear matter as functions of the I neutron-proton asymmetry for some standard Skyrme forces. Points denote the position of the neutron drip line.]

sphériques, Pethick et Ravenhall [227] ont pu mettre en évidence une corrélation simple entre cette peau de neutrons et le comportement de la tension de surface avec I . Des mesures expérimentales sur les rayons neutrons permettraient ainsi une meilleure approche de cette quantité fondamentale et un critère robuste de construction d'une interaction effective.

Une approche réaliste de ce coefficient de surface consiste à raisonner de manière relative en considérant le lien étroit qui existe entre cette énergie de surface et les barrières de fission des noyaux lourds. Même si en valeur absolue, on ne reproduit pas exactement la bonne valeur de l'énergie de surface, surtout en partie à cause de l'approximation semi-classique utilisée, on a néanmoins un bon comportement en fonction de K_∞ ou de a_v [228]. On peut utiliser ces résultats comme test en se *calant* sur une force comme SkM* dont on connaît le succès pour les barrières de fission des noyaux lourds.

Expérimentalement, la structure des barrières de fission des actinides est relativement bien connue [229], les effets de couche dans cette région et leur influence sur ces barrières de fission le sont également [230]. Pour le noyau ^{240}Pu , la première barrière est légèrement triaxiale tandis que la seconde a une composante qui brise la symétrie droite-gauche (caractère octupolaire). Cette complexité du chemin de fission [231] rend difficile l'ajustement d'une force effective sur la simple hauteur d'une barrière de fission. Les calculs théoriques montrent en outre généralement que si la plupart des paramétrisations donnent les bonnes caractéristiques de la

première barrière (position et hauteur), les différences apparaissent sur la seconde barrière [117, 231]. La valeur de ces diverses contributions avec en outre celles dues à la projection des états intrinsèques a été évaluée [232] mais une philosophie plus simple (celle qui a fait le succès de la force SkM*) consiste à étudier la composante semi-classique de la barrière de fission pour le noyau ^{240}Pu . Sachant que l'on dispose d'une procédure efficace pour prendre en compte à la *Strutinsky* les effets de couches à partir d'un calcul semi-classique [51, 54], on pourra aisément retrouver la structure microscopique de la barrière de fission. Il existe certes d'autres relations :

- (i) entre la hauteur de cette barrière et le coefficient K_∞ , une équation d'état dure donnant généralement une barrière plus haute [233] ;
- (ii) Tondeur a également établi une dépendance de la masse effective sur les oscillations de couches [234] qui semblent préférer une valeur proche de $m^*/m = 1,0$;
- (iii) dans le même esprit mais dans un cadre relativiste, Del Estal *et al.* [235] ont analysés les corrélations [224] qui existent entre K_∞ , la masse effective et cette énergie de surface avec certains composants des lagrangiens effectifs utilisés permettant ainsi des conclusions sur la partie spin-orbite de la force.

Néanmoins, le lien le plus direct est certainement celui existant entre la hauteur de barrière et l'énergie de surface E_{surf} de la force.

Cette corrélation est évidente sur le tableau 7 [129]. Si l'on prend comme référence la valeur de E_{surf} pour SkM* (la structure microscopique de la barrière de fission est correcte, comparée à l'expérience [119]) on peut avancer l'hypothèse raisonnable que les forces qui auront une tension de surface identique auront des hauteurs des barrières comparables. Si cette corrélation se confirme, elle n'est pas le seul fait des forces de portée nulle puisqu'il existe le même effet pour les forces de portée finie de type *Gogny* [231] (les forces D1 et D1S avec des tensions de surface voisines de celles de SIII et SkM* respectivement ont des hauteurs de barrières compatibles avec celles de SIII et SkM*), on pourrait donc envisager,

Tableau 7. Barrières de fission (en MeV) et énergies de surface E_{surf} en MeV pour quelques forces de Skyrme. (a) Les valeurs expérimentales sont extraites de Bjornholm *et al.* [229].

[Fission barriers (in MeV) and surface energies E_{surf} (in MeV) for some Skyrme forces. (a) Experimental data are taken from Bjornholm *et al.* [229].]

	E_{surf}	$E(\text{barrière})$	$E(2\text{nd min})$	
SIII	20,65		$\simeq 6,0$	$\simeq \text{D1}$
SLy4	21,96	11,6	5,1	
SkM*	21,19	10,4	3,2	$\simeq \text{D1S}$
SLy7	20,64	9,9	3,0	
expt (a)			$\simeq 2,6$	

abstraction faite du modèle utilisé pour calculer E_{surf} de prendre en compte la valeur correcte de SkM^* dans un ajustement des paramètres de la force.

4. Autres quantités importantes

4.1. Les paramètres de Landau-Migdal

Une critique souvent faite aux forces effectives de portée nulle de type Skyrme est leur instabilité de spin ou d'isospin. L'analyse d'une paramétrisation en termes de paramètres de Landau-Migdal [109, 124–126, 236] à partir des inégalités et des règles de somme qu'elle fournit permet une surveillance efficace de ce comportement.

Dans la théorie de Landau des liquides de Fermi, les propriétés de la matière nucléaire infinie peuvent être écrites en fonction des éléments de matrice de l'interaction à deux corps à la surface de Fermi [125, 237] :

$$\langle \mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2 | V | \mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2 \rangle = N_0^{-1} [F(\theta) + F'(\theta) \tau_1 \cdot \tau_2 + G(\theta) \sigma_1 \cdot \sigma_2 + G'(\theta) \sigma_1 \cdot \sigma_2 \tau_1 \cdot \tau_2] \quad (54)$$

avec : $N_0^{-1} = \hbar^2 \pi^2 / 2k_F m^*$ et où les coefficients F , F' , G et G' sont des fonctions de l'angle θ entre \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_2 . Un développement multipolaire de l'équation (54) conduit aux paramètres bien connus de Landau-Migdal F_ℓ , F'_ℓ , G_ℓ et G'_ℓ dont seuls les coefficients $\ell = 0, 1$ existent pour des forces de portée nulle. Les propriétés principales de la matière nucléaire infinie s'expriment aisément en fonction de ces paramètres [154] (cf. Annexe G) et, outre des conditions sur leur valeur ($> -(2\ell + 1)$), la stabilité des solutions HF impose des règles de somme [237] dont la principale ($\sum_\ell F_\ell + F'_\ell + G_\ell + G'_\ell = 0$), écrite pour une matière nucléaire symétrique et à la densité d'équilibre, est quelque fois prise en compte dans le processus de détermination des paramètres de la force effective [37, 100, 102]. Généralisées en fonction de la température, de la densité, de l'asymétrie neutron-proton ou du degré de liberté de spin, ces règles de somme traduisent en fait les diverses instabilités thermodynamique, mécanique, chimique ou magnétique du système [199, 209, 238, 239]. Quelques tentatives existent pour éliminer par exemple la présence d'une transition de phase vers un état ferromagnétique dans la matière de neutrons [240, 241] en introduisant des contraintes simples dans des protocoles de construction de forces effectives [129, 242]. Les études systématiques précises récemment menées par Margueron *et al.* [243] permettent désormais de déduire des contraintes efficaces permettant d'éliminer ces instabilités voire de les reléguer au-delà de densités choisies.

La figure 15 donne un exemple d'apparition d'une instabilité ferromagnétique en fonction de l'asymétrie neutron-proton Y_p pour diverses interactions effectives. Pour certaines forces de Skyrme, la densité critique est très basse même pour une matière nucléaire symétrique $Y_p = 1/2$. Si l'on veut un comportement sain d'une interaction avec Y_p , il semble assez raisonnable de vouloir rejeter ce type d'instabilité vers des densités élevées, les forces de Gogny apportent une réponse correcte à ce type de comportement [243]. Outre l'EOS de la matière de neutrons

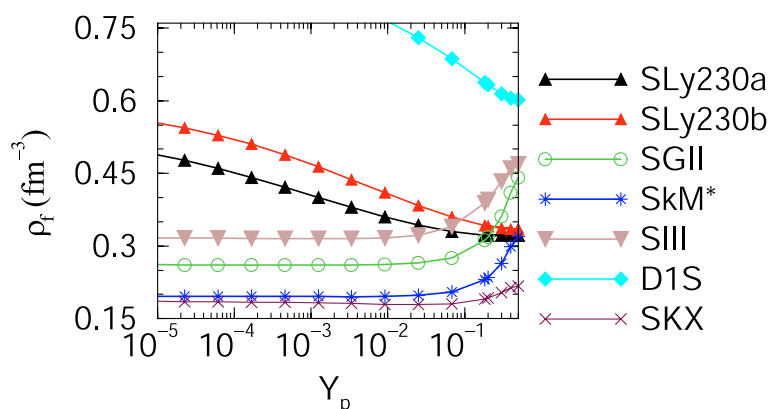


Figure 15. Densités ρ_f (en fm^{-3}) d'apparition d'une instabilité ferromagnétique en fonction de l'asymétrie neutron-proton Y_p pour différentes forces effectives [243].

[Densities ρ_f (fm^{-3}) where a ferromagnetic instability occurs as a function of the Y_p neutron-proton asymmetry for some effective forces [243].]

(cf. Chap. 4, Sect. 2.3) certains auteurs [241] ont également calculé la compressibilité et la susceptibilité de spin pour diverses densités de ce milieu, études qui fournissent une base solide pour élaborer des contraintes réalistes sur des forces effectives plus phénoménologiques.

À la fois dans la matière nucléaire symétrique comme dans la matière de neutrons, il est également possible de contraindre la vitesse du son (qui est reliée à la compressibilité K) à être toujours inférieure à la vitesse de la lumière. Cette condition, toujours satisfaite dans des modèles relativistes, est souvent prise en compte dans l'élaboration des EOS microscopiques [220] et peut être un moyen de mieux contrôler le coefficient d'incompressibilité en fonction de la densité du milieu.

5. Quelques noyaux sphériques à l'approximation Hartree-Fock

Afin de différencier les paramètres de la force dans les barres d'erreurs des divers coefficients que l'on vient de discuter, on ajuste en général à l'approximation HF, les énergies de liaison E_B et les rayons de charge $\langle r^2 \rangle_c$ ² pour quelques noyaux doublement magiques ^{16}O , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{56}Ni et ^{208}Pb . Dans ces approches [246], le choix du noyau ^{16}O était fait principalement pour des raisons historiques car la plupart des interactions existantes incluait ce noyau dans leur protocole.

2. En prenant en compte les diverses corrections qui permettent de calculer un rayon de charge (mesuré expérimentalement) à partir de la valeur HF de $\langle r^2 \rangle_p$ [129, 244, 245] : facteur de forme du proton, densité de charge non nulle des neutrons, éventuellement corrections relativistes.

Ce noyau léger introduit toutefois [246] de trop fortes contraintes surtout en ce qui concerne son rayon. Les théories de champ moyen sont toujours justifiées à la limite des grands nombres de nucléons et même si on peut en déduire des prédictions fiables dans cette zone de masse, il semble préférable de ne pas prendre en compte un système léger où la fonction d'onde de l'état fondamental contient d'importantes corrélations « *au-delà de l'hypothèse du champ moyen* » [50, 67, 72, 270]. D'une manière générale, les interactions effectives récentes (cf. par exemple la méthode ETFSI et ses dérivées microscopiques HFBCS ET HFB) tendent à éliminer ces noyaux légers de leur protocole de construction, même si *a posteriori* on peut se permettre l'étude de cette région de masse avec d'excellentes chances de succès.

Quelques points importants restent néanmoins encore à préciser pour calculer ces propriétés :

- (i) comment détermine-t-on dans le cadre non-relativiste les paramètres de la partie spin-orbite de l'interaction effective ?
- (ii) comment élimine-t-on les effets spurieux dûs au mouvement du centre de masse du noyau ?
- (iii) est-il correct d'ajuster masses et rayons à l'approximation HF alors que l'on sait l'importance des corrélations *au-delà du champ moyen* dans ces noyaux magiques, particulièrement dans les noyaux légers ?

5.1. Terme spin-orbite

Dans le cas des théories non relativistes, le terme de couplage spin-orbite est toujours ajouté de manière phénoménologique avec en général un seul paramètre ajusté sur l'écart en énergie entre les états individuels $3p$ neutrons dans le noyau ^{208}Pb . Ce choix est toujours délicat car le spectre de particules individuelles autour de l'énergie de Fermi est sensible au couplage avec les modes collectifs du noyau dont les effets sont largement « *au-delà* » de l'approximation HF. Bernard et Nguyen Van Giai [184] ont estimé ces effets de couplage dans le cadre de la RPA tant sur les états de trou que sur les états de particule, montrant que les écarts spin-orbite entre états partenaires sont en général peu sensibles à ces effets si on a le soin de choisir des états de trou de moment angulaire relativement faible. En étudiant ces écarts spin-orbite à la fois pour les protons et les neutrons et pour un noyau $N = Z$ (^{40}Ca) et un noyau $N > Z$ exotique (^{132}Sn), Isakov *et al.* [247] ont récemment tenté d'extraire des relations phénoménologiques gouvernant l'évolution du champ spin-orbite dans des théories de champ moyen.

Dans les interactions effectives non relativistes, une forme très simple de portée nulle et à un paramètre est introduite aussi bien dans les interactions de type Skyrme que dans celles de type Gogny :

$$V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)_{\text{so}} = iW_0 \sigma \cdot [\mathbf{P}' \times \delta(\mathbf{r}) \mathbf{P}] \quad (55)$$

ce qui donne dans la fonctionnelle un terme de la forme :

$$\mathcal{H}_{\text{so}} = \frac{1}{2} W_0 [\mathbf{J} \cdot \nabla \rho + \mathbf{J}_p \cdot \nabla \rho_p + \mathbf{J}_n \cdot \nabla \rho_n]. \quad (56)$$

Les théories relativistes présentent *a priori* l'avantage majeur de décrire le degré de liberté de spin de manière cohérente sans faire appel à aucun paramètre supplémentaire. Certains auteurs, Brockmann *et al.* [248], Thies [249], Reinhard [7] ont tenté d'extraire le terme qu'il faut introduire dans une fonctionnelle de type Skyrme à partir de la limite non relativiste des théories relativistes mettant par la même en évidence une origine différente de ce terme dans les deux cas [250]. Dans cet esprit, Reinhard et Flocard [251], pour résoudre d'importantes divergences sur l'évolution des rayons (*cf.* Chap. 5, Sect. 2), ont proposé un terme de portée nulle avec deux paramètres que l'on peut éventuellement compléter avec les termes de couplage spin-gradient [252] :

$$\mathcal{H}_{so} = \frac{W_1}{2} \mathbf{J} \cdot \nabla \rho + \frac{W_2}{2} \{ \mathbf{J}_p \cdot \nabla \rho_p + \mathbf{J}_n \cdot \nabla \rho_n \}. \quad (57)$$

À partir du spectre de particules individuelles du noyau ^{72}Kr , Yoshida et Sagawa [250] ont également montré que ce type de paramétrisation permet de modifier simplement à la fois les écarts spin-orbite observés mais aussi l'évolution en moment angulaire des énergies en se rapprochant de résultats obtenus dans le cadre de modèles relativistes. Outre de nombreuses procédures hautement phénoménologiques [253], Pearson et Farine [254] ont proposé de reproduire un calcul relativiste de matière nucléaire semi-infinie (*cf.* Chap. 4, Sect. 3) à l'aide d'une dépendance en densité :

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{so} &= \mathcal{H}_{so}(\text{standard}) + \mathcal{H}'_{so} \\ \mathcal{H}'_{so} &= \frac{1}{2} W_1 \left\{ \rho^\gamma [\mathbf{J}_n \cdot \nabla \rho_p + \mathbf{J}_p \cdot \nabla \rho_n] \right. \\ &\quad + (2 + \gamma) \left[(2\rho_n)^\gamma \mathbf{J}_n \cdot \nabla \rho_n + (2\rho_p)^\gamma \mathbf{J}_p \cdot \nabla \rho_p \right] \\ &\quad \left. + \frac{\gamma}{2} \rho^{\gamma-1} (\rho_p \mathbf{J}_n + \rho_n \mathbf{J}_p) \cdot \nabla \rho \right\}. \end{aligned} \quad (58)$$

Afin de tester les différentes paramétrisations de portée nulle, de portée finie ou relativistes, Bender *et al.* [255] ont réalisé une étude systématique des écarts spin-orbite dans plusieurs noyaux sphériques.

Leurs résultats sont réunis sur la figure 16 qui montre deux faits essentiels : (i) d'une part la supériorité évidente des théories relativistes pour décrire ces quantités ; (ii) d'autre part l'échec des paramétrisations étudiées à décrire de manière cohérente l'ensemble des écarts spin-orbite dans un large domaine de noyaux. Les paramétrisations « *standards* » sont trop simplistes et une (W_0) voire deux (W_1 et W_2) intensités sont insuffisantes pour obtenir une bonne description de ces écarts en énergie. Ce problème est particulièrement crucial lorsque l'on considère l'évolution du champ HF spin-orbite le long d'une longue série isotopique : les théories relativistes (RHB incluant les corrélations d'appariement) prévoient, indépendamment de la paramétrisation utilisée, une diminution de ce champ [193, 251, 256, 257] liée à l'augmentation de la diffusivité de surface [258] : $\simeq 35\%$ dans la série $^{56-78}\text{Ni}$, $\simeq 20\%$ pour $^{100-132}\text{Sn}$ et $\simeq 30\%$ pour $^{198-258}\text{Pb}$ [259] ;

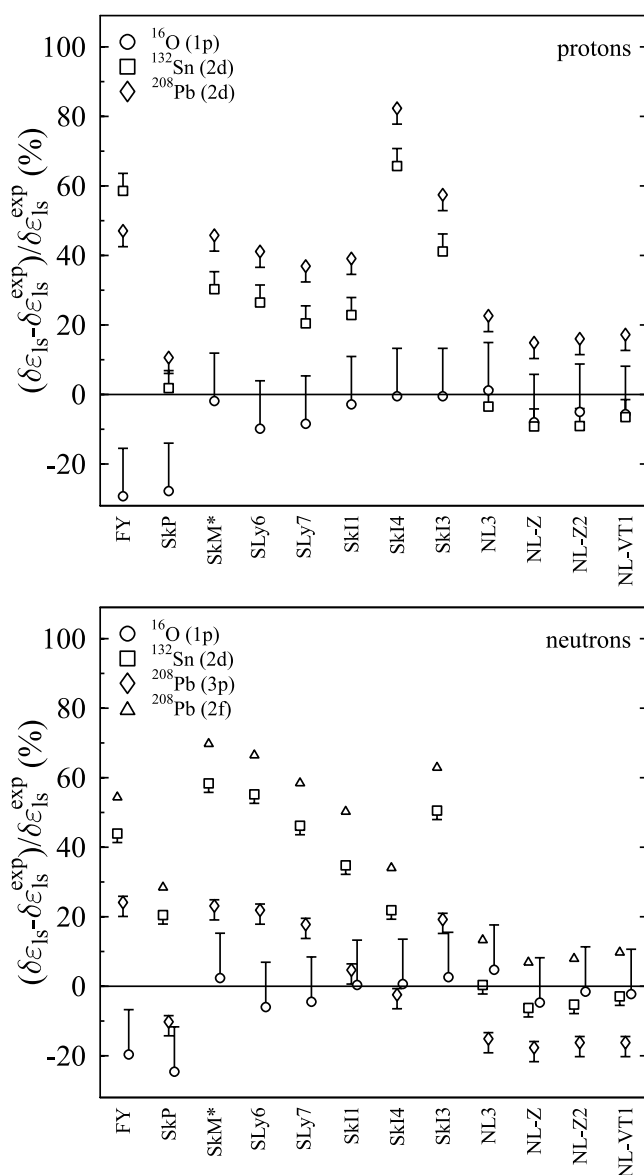


Figure 16. Écarts spin-orbite (en % par rapport aux valeurs expérimentales) pour les états : protons : $1p$ de ^{16}O , $2d$ de ^{132}Sn et $2d$ de ^{208}Pb ; neutrons : $1p$ de ^{16}O , $2d$ de ^{132}Sn et $3p$ et $2f$ de ^{208}Pb . Cette figure est extraite de Bender *et al.* [255].

[Spin-orbit splittings (in % of the experimental values): protons: $1p$ in ^{16}O , $2d$ in ^{132}Sn and $2d$ in ^{208}Pb ; neutrons: $1p$ in ^{16}O , $2d$ in ^{132}Sn and $3p$ and $2f$ in ^{208}Pb . Reprinted with permission from Bender *et al.* [Phys. Rev. C **60**, 034304 (1999)]. Copyright 2003 by the American Physical Society.]

les modèles non relativistes donnent un champ quasiment constant (évident sur la forme standard de l'Éq. (56)). La décroissance générale des écarts spin-orbite observée dans les modèles RHF [257, 259, 260], certes plus faible pour les noyaux lourds, n'est pas observée avec une paramétrisation standard (Éq. (56)). Les propositions plus riches de Pearson *et al.* [254] devraient peut-être permettre une amélioration sensible de ces quantités.

Il faut également rappeler que les résultats rassemblés par Bender *et al.* sont tous obtenus dans le cadre de théories relativistes qui travaillent à l'approximation Hartree et il est fondamental d'étudier la contribution du terme d'échange avant de conclure définitivement. Un travail précurseur a été récemment achevé dans ce sens par López-Quelle *et al.* [261] sur les deux séries isotopiques de noyaux de Ca et de Sn en prenant en compte tous les mésons à l'approximation RHF. Les résultats qui sont montrés sur la figure 17 pour les séries des calcium et des étain font apparaître une forte contribution du terme de Fock avec une importante dépendance vis-à-vis de l'asymétrie neutron-proton. Le méson π , dont la contribution n'intervient que dans ce terme d'échange, est en partie responsable du comportement avec I mettant ainsi en évidence qu'il existe encore de sérieuses difficultés pour décrire correctement ces écarts spin-orbite.

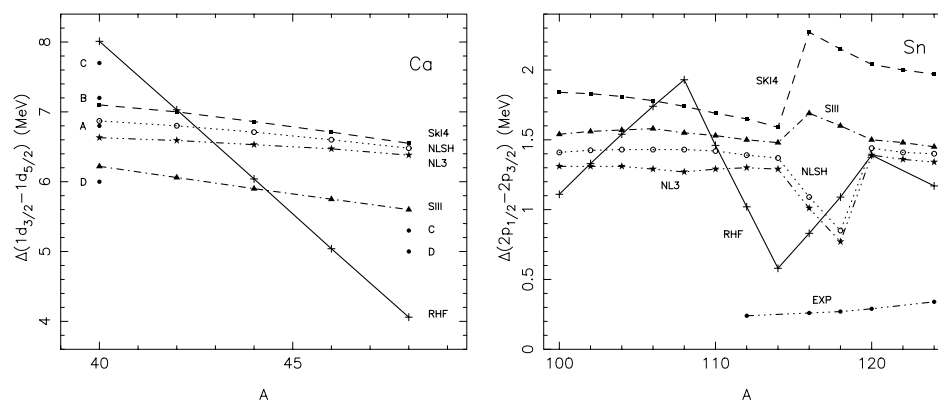


Figure 17. Écarts spin-orbite (en MeV) protons pour les séries isotopiques des calcium (partie gauche) et des étain (partie droite) pour divers modèles. Les modèles relativistes NL3 et NLSH travaillent à l'approximation Hartree. Seul le calcul RHF est un calcul complet Hartree-Fock avec tous les mésons. Ces deux figures sont extraites de López-Quelle *et al.* [261].

[Proton spin-orbit splittings (in MeV) for the calcium isotopic serie (left part) and for the tin serie (right part) for various models. The relativistic models NL3 and NLSH use the Hartree approximation while the RHF result concerns a full Hartree-Fock calculation including all mesons. Reprinted with permission from López-Quelle *et al.* [Phys. Rev. C **61**, 064321 (2000)]. Copyright 2003 by the American Physical Society.]

L'influence de la composante spin-orbite de la force effective étant principalement concentrée à la surface du noyau, celle-ci peut également être étudiée dans une matière nucléaire semi-infinie où sa contribution tend à diminuer

l'énergie de surface d'environ 1–2 MeV ainsi que la diffusivité de surface d'environ 10 % [224, 262]. En prenant exemple sur ces derniers résultats obtenus dans un cadre relativiste, les forces effectives non relativistes devraient si possible s'imposer une meilleure reproduction de ces propriétés de surface afin de mieux contraindre la composante spin-orbite de l'interaction. Si l'on prend en compte en effet les résultats obtenus par Guo Hua *et al.* [263] qui analysent dans un cadre relativiste ces propriétés de surface et les écarts spin-orbite dans quelques noyaux sphériques, il semble difficile de construire des paramétrisations capable de reproduire à la fois ces deux quantités.

5.2. Le mouvement du centre de masse

Dans un calcul HF le mouvement du centre de masse engendre des états spurieux dont la contribution à l'énergie du système doit être éliminée. Ceci est fait en remplaçant, dans le hamiltonien H (Éq. (1)), l'opérateur énergie cinétique K par :

$$K - \frac{\mathbf{P}^2}{2mA} = K - \frac{(\sum_i \mathbf{p}_i)^2}{2mA} = K - \frac{1}{2mA} \left[\sum_i \mathbf{p}_i^2 + \sum_{i \neq j} \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_j \right]. \quad (59)$$

Traditionnellement, seul le terme à un corps de l'équation (59) est pris en compte essentiellement pour d'anciennes raisons de temps de traitement numérique des équations HF puisque ceci conduit simplement à l'addition d'une correction $-1/A$ au terme d'énergie cinétique. Le second terme est un terme à deux corps plus difficile à mettre en œuvre, sa partie directe est nulle et seul le terme d'échange contribue à la correction générale. Le tableau 8 donne les valeurs de ces différentes contributions aux énergies cinétique et totale pour deux noyaux doublement magiques. Ces corrections sont faibles en valeur absolue mais elles induisent

Tableau 8. Contributions des deux termes de la correction du mouvement du centre de masse pour les noyaux ^{40}Ca et ^{208}Pb dans leur état fondamental HF calculé avec la force effective SLy4. Les valeurs des termes à un corps (E_1) et à deux corps (E_2) sont données en MeV et en pourcentage des énergies cinétique et totale de chaque noyau. La contribution du terme à deux corps, qui n'est pas prise en compte dans le protocole de construction de la force SLy4, est calculée *en perturbation*.

[Contributions of the two corrections of the centre of mass motion for the HF ground states of the ^{40}Ca and ^{208}Pb nuclei calculated with the SLy4 effective force. The numerical values of the one-body (E_1) and two-body (E_2) corrections are given in MeV and in % of the kinetic and total energies of each nucleus. The two-body correction, which does enter in the construction of the SLy4 force, is calculated *in perturbation*.]

Noyau	E_1	E_2	E_1/E_{kin}	E_2/E_{kin}	E_1/E_{tot}	E_2/E_{tot}
^{40}Ca	16,3	8,2	2,6	1,3	4,7	2,4
^{208}Pb	18,9	12,9	0,5	0,3	1,2	0,8

néanmoins des effets significatifs pour des systèmes très déformés, *i.e.* les états super-déformés et les barrières de fission des noyaux lourds [264], ainsi que sur l'évolution isotopique des rayons de charge [129] (*cf.* Chap. 5, Sect. 1).

Sur les barrières de fission des actinides, l'effet est clair sur les résultats du tableau 7 qui donne les barrières de fission obtenues avec les forces SLy4 et SLy7 cette dernière prenant en compte exactement le mouvement du centre de masse, termes à 1 et 2 corps inclus. Selon la corrélation déjà évoquée, cet effet de réduction de la hauteur de la barrière de fission est entièrement dû à la réduction de l'énergie de surface observée lorsque l'on prend en compte exactement les deux termes à 1 et 2 corps [129], effet qui est observé systématiquement quel que soit le modèle utilisé [264].

L'évolution avec A de ces corrections est relativement claire à partir des expressions de l'équation (59) et du tableau 8 en donne quelques valeurs pour les noyaux ^{40}Ca et ^{208}Pb . Bender *et al.* [264] ont étudié systématiquement les effets de cette contribution à deux corps et proposé de les prendre en compte selon plusieurs approximations; il semble désormais certain, et les moyens de calculs le permettent désormais, que ces corrections comme les termes de couplage spin-gradient dans la fonctionnelle de Skyrme doivent désormais être systématiquement inclus dans tout calcul HF et au-delà aussi bien que dans la construction de la force effective utilisée [129].

La prise en compte de ces corrélations engendrées par le mouvement du centre de masse du noyau, comme celles dues au termes spin-gradient dans la fonctionnelle de Skyrme ont un effet subtil sur l'énergie de liaison totale comme le montre le tableau 9. Dans chaque cas le champ moyen HF réagit en intégrant une partie de chaque contribution donnant des énergies de liaison comparables d'une force à l'autre.

Tableau 9. Contributions du terme à deux corps de la correction du mouvement du centre de masse $E_{\text{cm}2}$ et des termes dus au couplage spin-gradient $E_{J_{\mu\nu}}$ pour le noyau ^{208}Pb calculé dans son état fondamental HF avec les forces SLy4, 5, 6 et 7 qui contiennent ou non ces différents termes dans leur protocole d'ajustement. Les valeurs entre parenthèses correspondent à des contributions qui sont déjà contenues dans l'énergie totale E_{tot} . Les autres valeurs sont calculées *en perturbation*. Toutes les énergies sont en MeV.

[Contributions (in MeV) from the centre of mass two-body term $E_{\text{cm}2}$ and from the spin-gradient $E_{J_{\mu\nu}}$ term for the HF ground state of the ^{208}Pb nucleus calculated with the SLy4, 5, 6 and 7 Skyrme forces which contain (or not) these terms in their construction. The values in parenthesis correspond to contributions which are already included in the total energy E_{tot} . Other values are calculated *in perturbation*.]

Force	E_{tot}	$E_{J_{\mu\nu}}$	$E_{\text{cm}2}$
SLy4	-1649,741	3,691	12,941
SLy5	-1650,127	(3,308)	12,940
SLy6	-1651,396	5,706	(12,905)
SLy7	-1651,715	(6,165)	(12,873)

5.3. Les corrélations dans les états fondamentaux des noyaux

L'existence de corrélations dans les états fondamentaux des noyaux est certainement un des problèmes les plus importants qui se pose lors de la construction d'une interaction effective. Il faut en effet rappeler que l'on vient de proposer d'ajuster les énergies de liaison et les rayons de charge de quelques noyaux magiques à l'approximation HF : cette procédure va faire entrer ces corrélations dans les paramètres de la force apportant un certain degré de redondance lorsqu'à *posteriori* on tentera de construire une fonction d'onde de type RPA par exemple pour l'état fondamental d'un noyau. Nous avons construit d'autre part une force effective sensée être une paramétrisation phénoménologique d'une matrice G de Brueckner et qui inclus donc de ce fait un certain nombre de diagrammes au-delà de l'approximation HF. Des évaluations systématiques [67, 72] de ces corrélations qui se situent au-delà de l'approximation HF, ont été réalisées en prenant en compte cette dernière remarque tant pour les corrélations venant des résonances et des états de haute énergie que pour celles venant des modes de basse énergie : rotations ou vibrations collectives. Si les effets relatifs sont souvent faibles, il existe des effets de couches visibles, point important si on se souvient qu'une des questions majeures de l'étude des noyaux très riches en neutrons est justement la recherche de nouveaux nombres magiques dans cette région [265–267]. En fonction de la déformation, les effets des corrélations des modes de basse énergie ont été évalués quantitativement à environ 5 MeV le long du chemin de fission et jusqu'au point de scission pour des noyaux moyens ou lourds [67].

Sans développer plus loin cet aspect, il est important de rappeler qu'il pose le problème de la *renormalisation* de l'interaction effective que l'on a construite à la simple approximation HF. Un schéma approximatif relativement souple pourrait consister dans la construction d'un état corrélé dans une matière nucléaire très simple dont on pourrait paramétriser l'énergie comme une fonctionnelle de Skyrme, une approximation de type LDA nous permettant enfin l'usage de cette fonctionnelle pour des noyaux finis [72]. Ce type d'approche, tenté avec succès dans des systèmes constitués d'électrons (fonctionnelle de Gunnarson et Lundqvist [268]), pose encore dans les noyaux beaucoup de problèmes : la différence fondamentale qui existe entre les corrélations de type RPA dans la matière nucléaire et dans les noyaux est certainement un des points les plus délicats à gérer pour une telle démarche. Une procédure idéale serait évidemment un ajustement des paramètres de la force au niveau HF+RPA [269] et des possibilités existent à l'heure actuelle dans le cadre d'approximations de la méthode GCM [270, 271] ou de la RPA [272] dont la simplicité devrait permettre une mise en œuvre systématique.

5.4. Résumé du protocole de construction d'une interaction effective de type Skyrme

Avant de montrer quelques résultats sur les masses et les rayons nucléaires obtenus avec des forces existantes, on peut rappeler les résultats de ce chapitre sous

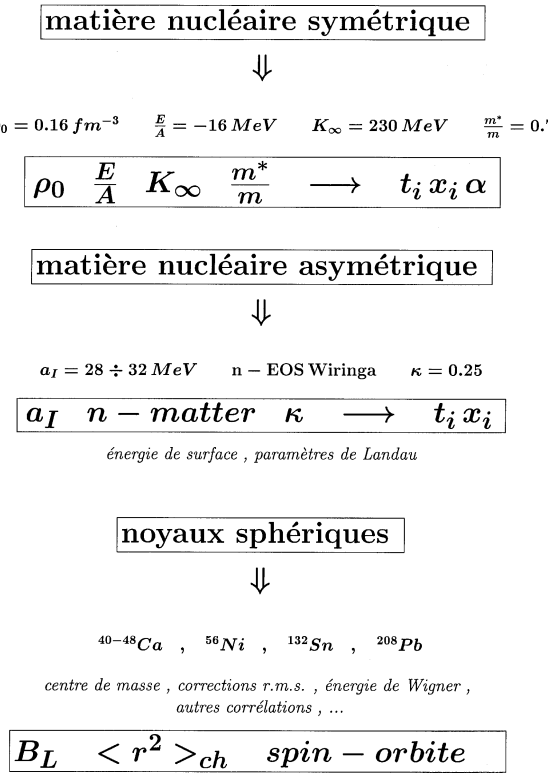


Figure 18. Résumé d'un protocole possible pour la détermination des paramètres d'une force effective.

[Summary of a possible protocol for the determination of the parameters of an effective force.]

la forme d'un tableau récapitulatif (Fig. 18) montrant un protocole possible de détermination des paramètres d'une force de type Skyrme. De nombreux auteurs ont développé de tels processus d'ajustement (partiellement ou en totalité) pour étudier systématiquement l'influence des paramètres de l'interaction sur certaines propriétés statiques des noyaux [108, 122, 129, 187].

Résultats et discussions

1. Masses et rayons de noyaux sphériques

Avant d'aborder quelques résultats prospectifs dans des conditions extrêmes, il est intéressant de tenter de dresser un bilan comparatif des différentes approches microscopiques qui viennent d'être présentées. Patyk *et al.* [273] ont ainsi analysé 116 noyaux sphériques, soient 116 masses expérimentales et 33 rayons de charge, dans le cadre de plusieurs approches théoriques :

- un formalisme HFB en utilisant des interactions effectives de portée finie (type Gogny) ou de portée nulle (type Skyrme) ;
- un formalisme RHB à partir d'un lagrangien effectif ;
- un formalisme ETFSI ;
- et comme élément de comparaison avec les formules de masses, les auteurs présentent des résultats (MM) de type macroscopique-microscopique obtenus dans le cadre de diverses versions du modèle de la gouttelette (« droplet model ») [273].

Le tableau 10 résume l'ensemble de ces résultats en donnant les déviations standards sur les masses et sur les rayons obtenues pour les différentes approches théoriques utilisées.

On peut tirer de ce tableau un certain nombre de conclusions évidentes.

- Dans le cas des forces de Skyrme, les corrélations d'appariement sont prises en compte en utilisant trois types de forces effectives dans le canal particule-particule : une force de séniorité avec une intensité constante (aucun indice) ; une force de portée nulle (exposant δ) et une force de portée nulle avec un facteur de forme de surface (exposant $\delta\rho$) (cf. Chap. 2, Sect. 5). Pour les trois paramétrisations présentées, l'effet de ce raffinement est clair sur les masses puisqu'il permet de se rapprocher sensiblement des résultats obtenus avec la force de Gogny où un traitement auto-cohérent des corrélations d'appariement utilisant la même force effective dans les canaux particule-trou et particule-particule a toujours montré des champs d'appariement concentrés autour de la surface du noyau. Ce résultat est toutefois moins évident sur les rayons de charge vraisemblablement plus sensibles au champ moyen.

Tableau 10. Déviations standards sur les masses (en MeV, partie gauche) et les rayons de charge (en fm, partie droite) obtenues pour les 116 noyaux étudiés par Patyk *et al.* [273] en fonction des différents modèles théoriques utilisés. SIII, SkP et SkM* sont des forces effectives de type Skyrme ; NL1, NL2 et NL3 sont des lagrangiens relativistes. Les exposants $^\delta$ et $^{\delta\rho}$ dénotent différentes paramétrisations pour la force d'appariement dans le cas des forces de Skyrme (cf. texte).

[Standard deviations for the masses (in MeV, left part) and for the charge radii (in fm, right part) obtained for the 116 nuclei studied by Patyk *et al.* [273] for the various models used. SIII, SkP and SkM* are Skyrme effective forces; NL1, NL2 et NL3 are relativistic Lagrangians. Exposants $^\delta$ and $^{\delta\rho}$ denote different parametrizations of the pairing force in the case of Skyrme forces (see text).]

SIII	4,74	SkP	2,37	SkM*	6,32	SIII	0,059	SkP	0,040	SkM*	0,022
SIII $^\delta$	3,07	SkP $^\delta$	2,53	SkM* $^\delta$	5,36	SIII $^\delta$	0,057	SkP $^\delta$	0,033	SkM* $^\delta$	0,021
SIII $^{\delta\rho}$	2,26	SkP $^{\delta\rho}$	2,32	SkM* $^{\delta\rho}$	4,74	SIII $^{\delta\rho}$	0,065	SkP $^{\delta\rho}$	0,043	SkM* $^{\delta\rho}$	0,023
Gogny	2,07						0,031				
NL1	3,94	NL2	11,24	NL3	2,48	NL1	0,026	NL2	0,031	NL3	0,028
ETFSI	0,80						0,021				
MM	0,76–0,57						0,036				

- En ce qui concerne les masses nucléaires, la supériorité des modèles macroscopiques de « type goutte liquide » apparaît clairement mais il ne faut pas oublier que ces masses étant leur propre ingrédient fondamental de base, ils ne font en quelque sorte que reproduire, heureusement correctement, les données qui ont servi à leur construction. Cette remarque est à rapprocher de remarques générales identiques dans le cours de Audi [56] à propos des formules empiriques pour les masses nucléaires. Elle est également confirmée par les déviations standards obtenues pour les rayons de charge qui ne montrent pas une supériorité évidente de ces formules de masses comparées aux théories de champ moyen.
- Il n'apparaît pas à ce stade de différences fondamentales entre théories relativistes et non relativistes et les résultats obtenus dans ce dernier cadre avec la force effective de Gogny semblent réaliser le meilleur accord expérimental pour les propriétés de ces états fondamentaux.
- Dans la mesure où l'on s'intéresse prioritairement à des masses et des rayons, l'approche semi-classique ETFSI réalise un compromis relativement satisfaisant basé sur une approche auto-cohérente utilisant l'approximation de champ moyen.

Le comportement des rayons nucléaires le long de longues séries d'isotopes ou d'isotones permet de mettre en évidence quelques différences spectaculaires entre les diverses approches. Patyk *et al.* [273] ont analysés pour cela les rayons de charge et de neutrons pour des chaînes d'isotopes et d'isotones. La figure 19 montre ces rayons pour deux séries d'isotopes d'étain et de plomb et deux séries d'isotones $N = 82$ et $N = 126$.

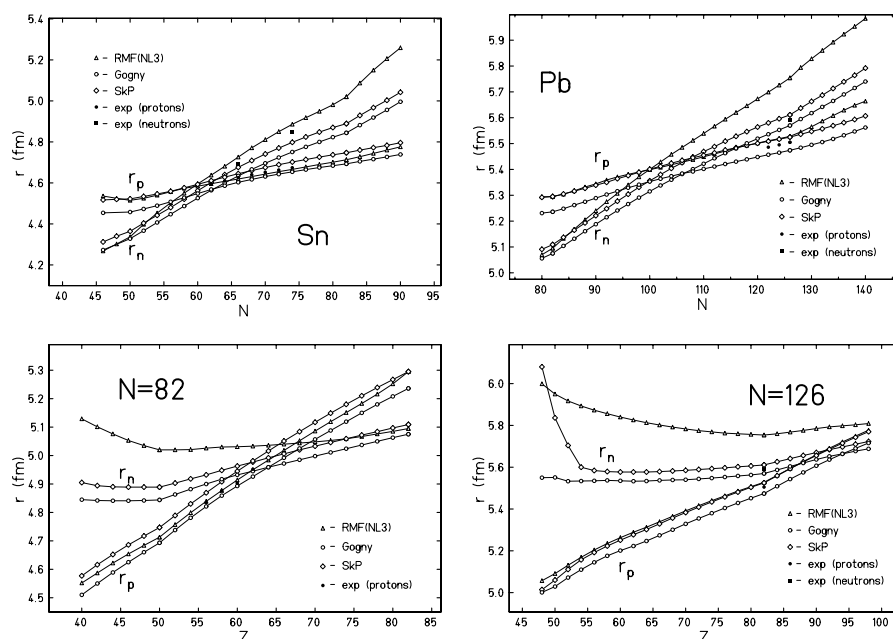


Figure 19. Rayons protons et neutrons obtenus avec trois approches différentes pour les séries isotopiques de l'étain (partie en haut et à gauche) et du plomb (partie en haut et à droite) ainsi que pour les isotones $N = 82$ (partie en bas et à gauche) et $N = 126$ (partie en bas et à droite). Ces figures sont extraites de Patyk *et al.* [273].

[Proton and neutron radii obtained within three different models of tin (top-left part) and lead (top-right part) isotopes and of the isotonic series $N = 82$ (bottom-left part) and $N = 126$ (bottom-right part). Reprinted with permission from Patyk *et al.* [Phys. Rev. C **59**, 704 (1999)]. Copyright 2003 by the American Physical Society.]

Comme précédemment, ces analyses appellent un certain nombre de commentaires :

- relativistes ou non, les théories de champ moyen reproduisent assez correctement les rayons de charge expérimentaux sans différences significatives ;
- les rayons de neutrons plus difficilement accessibles expérimentalement font apparaître des disparités importantes entre les divers modèles particulièrement en ce qui concerne les théories relativistes ;
- ces différences entre les divers modèles [274, 275] concernent des zones de noyaux riches en neutrons où des mesures de rayons sont encore expérimentalement inaccessibles. On peut néanmoins s'intéresser aux zones moins exotiques où les rayons protons et neutrons sont égaux. Dans le cas des isotopes de plomb, on passe ainsi du noyau ^{182}Pb (pour RMF) au noyau ^{188}Pb (Gogny) et ^{190}Pb (SkP) pour les théories non relativistes. Une telle différence est peut-être expérimentalement mesurable.

Les remarques précédentes sur les rayons de neutrons sont à rapprocher d'études récentes, relativistes [276] ou non [277] montrant que l'épaisseur de la peau de neutrons dans un noyau lourd peut être un ingrédient fiable pour contrôler la dépendance en densité de l'énergie de symétrie. Une mesure précise du rayon de neutrons dans le noyau ^{208}Pb pourrait ainsi avoir des conséquences importantes sur l'équation d'état de la matière de neutrons et donc sur la structure des étoiles à neutrons.

2. Décalages isotopiques sur les rayons de charge

Les décalages isotopiques¹ sur les rayons de charge ont été étudiés pour les isotopes de plomb [42, 278, 279] mettant en évidence un point anguleux (« kink ») pour le noyau ^{208}Pb caractéristique de la fermeture de couche $N = 82$. Les forces effectives standards, de portée nulle ou de portée finie, sont en général incapables de reproduire l'effet observé tandis que les modèles relativistes donnent un accord satisfaisant à condition d'adapter les paramètres du lagrangien utilisé [278]. Cette différence de résultats entre modèles relativistes (lagrangien NL-SH) et non relativistes (force SIII) existe également pour les isotopes de krypton, strontium et zirconium où les résultats expérimentaux n'existent pas toujours [280]. Fort de ces différences qui semblent systématiques, un avantage majeur semble devoir être attribué aux calculs de type RHF qui prennent en compte le degré de liberté de spin de manière cohérente.

Il faut toutefois rappeler que ces décalages isotopiques sont très sensibles d'une part au choix de la force d'appariement utilisée [42] et d'autre part aux corrélations dans l'état fondamental du noyau [72, 270, 279] et une solution simple est d'utiliser le caractère effectif de l'interaction pour en modifier légèrement les paramètres afin de reproduire les données expérimentales. Les nouvelles paramétrisations des forces de type Skyrme spécialement adaptées à des conditions extrêmes d'asymétrie neutron-proton (forces de Lyon SLy4, 5, 6, 7 [129]) permettent de mettre en évidence un certain nombre de points importants visibles sur la figure 20 :

- couplées à une force d'appariement de portée nulle avec une dépendance en densité [42], la force de base SLy4 se rapproche sensiblement des résultats expérimentaux par rapport à la force SkM* connue pour avoir un mauvais comportement en isospin [119] ;
- si l'effet des termes dus au couplage spin-gradient est faible (force SLy5), les corrélations dues au mouvement du centre de masse correctement prises en compte avec les forces SLy6 et surtout SLy7 (spin-gradient + centre de masse) ont un effet particulièrement significatif confirmant l'importance des corrélations sur les rayons de charge [279]. Ces résultats sont évidemment

1. Différences entre le rayon carré moyen de charge d'un noyau A et celui d'un noyau de référence, soit $\Delta r^2 = \langle r^2 \rangle_A - \langle r^2 \rangle_{208}$ pour les noyaux de plomb où l'isotope $A = 208$ est pris comme référence.

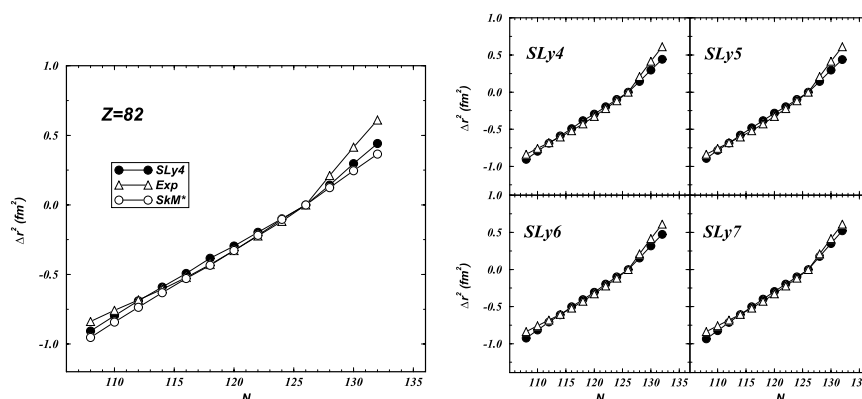


Figure 20. Décalages isotopiques sur les rayons de charge des isotopes de plomb obtenus avec la force de base SLy4 comparée à la force SkM* (partie gauche) et avec les diverses forces SLy4, 5, 6 et 7 (partie droite). Ces figures sont extraites de Chabanat *et al.* [129].

[Isotopic shifts on the charge radii of lead isotopes obtained with the SLy4 force compared to the SkM* force (left part) and with the SLy4, 5, 6 and 7 forces (right part). Reprinted with permission from Chabanat *et al.* [Nucl. Phys. A **635**, 231 (1998)]. Copyright 2003 by Elsevier.]

obtenus sans modification majeure des énergies de liaison comparées à l'expérience [129] ;

- en utilisant une force de Skyrme munie d'un terme spin-orbite simplement modifié avec deux paramètres (*cf.* Éq. (57)) on peut aisément montrer (forces Ski3 [251] et SLy10 [129]) que l'on peut reproduire exactement l'évolution de ces décalages isotopiques.

Cette analyse confirme d'une part l'aptitude des modèles non relativistes à décrire des effets fins sur les rayons qui ne sont pas le seul fait des modèles relativistes [281] et d'autre part l'importance des corrélations tels que celles dues au mouvement du centre de masse qu'il faut désormais prendre en compte de manière systématique.

3. S_{2n} , S_{2p} et nombres magiques

L'attrait des régions de noyaux près des lignes d'instabilité de particules (neutron ou proton) est évidemment lié aux nombreux phénomènes exotiques que certaines perspectives [266, 282] voire même certaines expériences [283, 297] laissent entrevoir. Celles-ci posent un certain nombre de questions fondamentales dont celle liée au comportement des effets de couches avec le degré de liberté d'isospin $I = (N - Z)/A$ qui peut modifier profondément les valeurs des nombres magiques dans ces régions [267].

Le formalisme Hartree-Fock est un outil microscopique idéal pour de telles investigations et de nombreuses études existent le long des lignes d'instabilité à

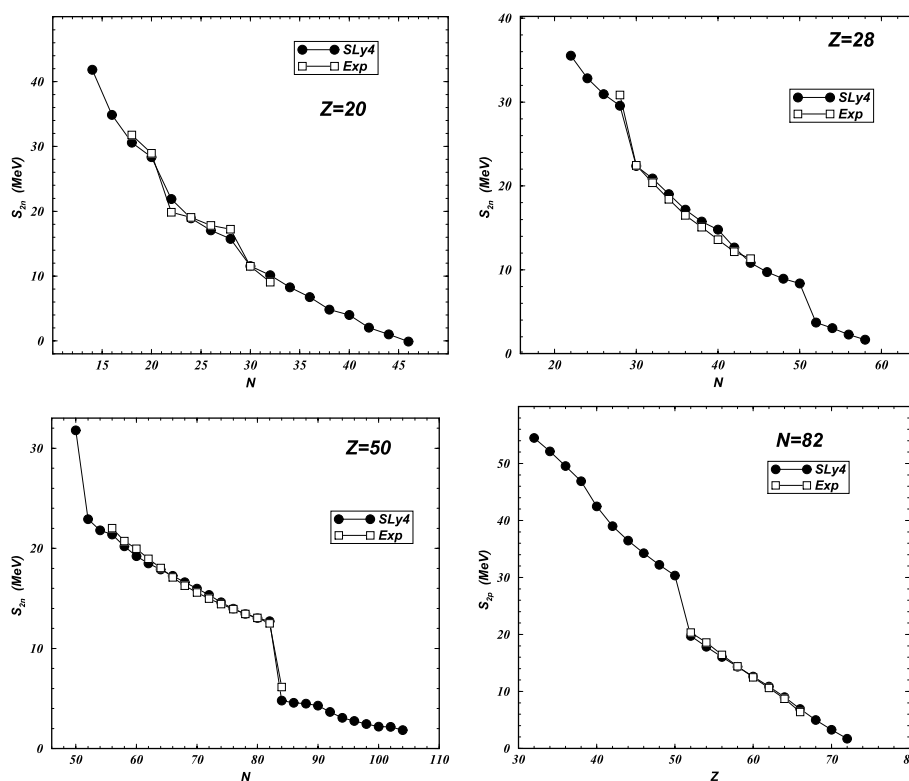


Figure 21. Énergies de séparation de deux neutrons S_{2n} (en MeV) pour les séries d'isotopes de calcium ($Z = 20$) (en haut et à gauche) et de nickel ($Z = 28$) (en haut et à droite) ainsi que pour la série d'isotopes d'étain ($Z = 50$) (en bas à gauche) et de deux protons S_{2p} (en MeV) pour la série d'isotones $N = 82$ (en bas à droite). Ces figures sont extraites de Chabanat *et al.* [129].

[Two neutron separation energies S_{2n} (in MeV) of calcium ($Z = 20$) (top-left part), nickel ($Z = 28$) (top-right part) and tin isotopes ($Z = 50$) (bottom-left part). Two proton separation energies S_{2p} (in MeV) of $N = 82$ isotones (bottom-right part). Reprinted with permission from Chabanat *et al.* [Nucl. Phys. A **635**, 231 (1998)]. Copyright 2003 by Elsevier.]

une ou deux particules [36, 123, 284, 286]. De très forts effets de couche ont été prédits près de la *drip line* neutron. L'utilisation de calculs HF dans ces régions de noyaux posent évidemment la question de savoir si la force effective utilisée est capable de *travailler* dans de telles conditions d'isospin et de déformation. Les propriétés de surface de l'interaction devront également jouer un rôle important particulièrement pour les noyaux riches en neutrons [222]. Si la région des noyaux riches en protons semble relativement peu sensible aux propriétés d'asymétrie de la force, la région de *drip line* neutron est, au contraire, très dépendante du

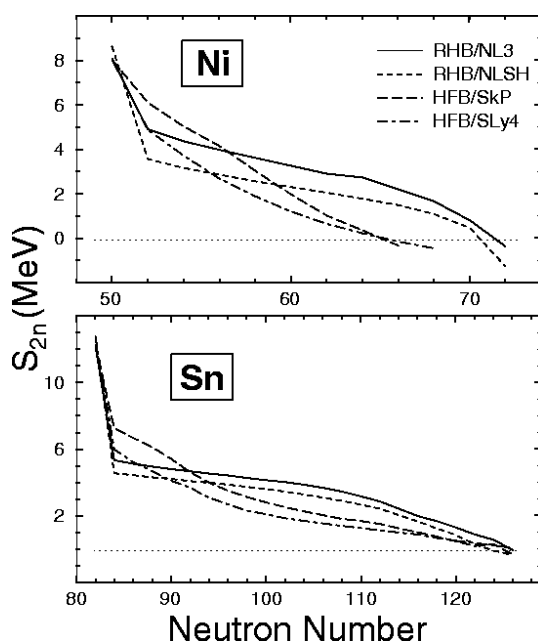


Figure 22. Énergies de séparation de deux neutrons S_{2n} (en MeV) pour les séries d'isotopes de nickel ($Z = 28$) et d'étain ($Z = 50$). Cette figure est extraite de Mizutori *et al.* [291].

[Two neutron separation energies S_{2n} (in MeV) of nickel ($Z = 28$) and tin ($Z = 50$) isotopes. Reprinted with permission from Mizutori *et al.* [Phys. Rev. C **61**, 044326 (2000)]. Copyright 2003 by the American Physical Society.]

coefficient a_1 . Ceci a été confirmé à la fois avec des calculs HF non relativistes et avec des calculs de type RMF [30].

La figure 21 montre des énergies de séparation de deux neutrons S_{2n} pour les séries isotopiques de noyaux de calcium, de nickel et d'étain et également des énergies de séparation de deux protons S_{2p} pour les isotones $N = 82$. Même si certains effets de couches sont légèrement surestimés, ici avec la force effective SLy4, on peut observer un accord général satisfaisant avec les résultats expérimentaux. Dans le cas de séries de noyaux sphériques, la comparaison à l'expérience fournit un outil efficace pour ajuster au mieux la force d'appariement et sa dépendance en densité avec en particulier leur évolution avec l'asymétrie neutron-proton [292].

Pour des valeurs extrêmes de l'asymétrie neutron-proton, ces énergies de séparation S_{2n} peuvent permettre la mise en évidence de comportement fortement dépendant de l'interaction effective utilisée. La figure 22 montrent des résultats comparant un modèle relativiste à un modèle non relativiste avec chaque fois deux interactions effectives différentes [291]. Alors que pour les isotopes d'étain, les différents modèles prévoient tous une ligne d'instabilité neutron voisine de $N = 124-126$, pour les isotopes de nickel celle-ci est fortement dépendante du modèle relativiste (vers $N = 70-72$) ou non relativiste (vers $N = 66$).

Les résultats qui viennent d'être décrits ont tous été obtenus dans le cadre de la symétrie sphérique. Heenen *et al.* [293] ont récemment réalisé une importante étude systématique de la région des noyaux de masse $A = 190$ ainsi que des actinides U et Pu. En incluant des déformations quadrupolaires de symétrie axiale, ces auteurs ont analysés aussi bien les états fondamentaux que les états

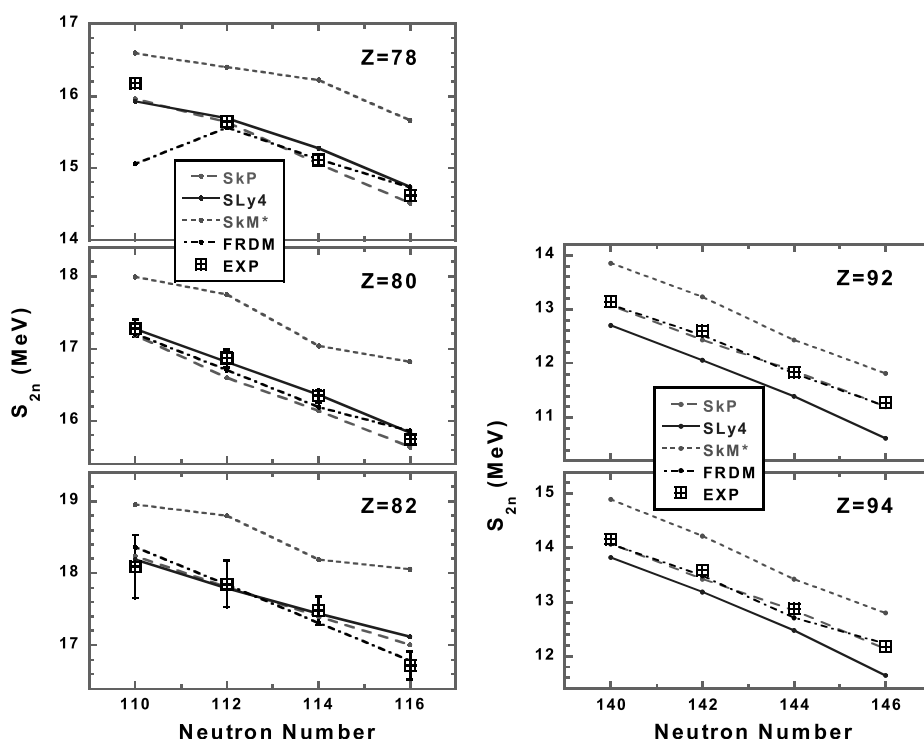


Figure 23. Énergies de séparation de deux neutrons S_{2n} (en MeV) pour les séries d'isotopes de platine ($Z = 78$), de mercure ($Z = 80$) et de plomb ($Z = 82$) (partie gauche) ainsi que pour les série d'isotopes d'uranium ($Z = 92$) et de plutonium ($Z = 94$). Cette figure est extraite de Heenen *et al.* [293].

[Two neutron separation energies S_{2n} (in MeV) of platinum ($Z = 78$), mercury ($Z = 80$) and lead ($Z = 82$) isotopes (left part) and uranium ($Z = 92$) and plutonium ($Z = 94$) isotopes (right part). Reprinted with permission from Heenen *et al.* [Phys. Rev. C 57, 1719 (1998)]. Copyright 2003 by the American Physical Society.]

super-déformés de cette région de masse. La figure 23 montre un exemple d'énergies de séparation de deux neutrons pour les isotopes de platine, mercure, plomb, uranium et plutonium. On y retrouve le mauvais comportement avec $I = (N-Z)/A$ de la force SkM* tandis que les forces SkP et SLy4 sont en meilleur accord global avec l'expérience.

Des études systématiques de l'évolution de ces effets de couches loin de la vallée de stabilité ont été mené par plusieurs auteurs dans le cadre de la symétrie sphérique. En utilisant l'interaction SLy4, la figure 24 montre un exemple de cette évolution pour les effets de couche observés pour $N = 28$ et 50. Fortement marqués pour les noyaux doublement magiques $^{56}_{28}\text{Ni}$ et $^{90}_{40}\text{Zr}$, ces effets de couches diminuent très fortement lorsque le nombre de neutrons augmente. Cette « disparition » semble plus forte dans le cas des noyaux légers (cas des noyaux $^{42-44}_{14}\text{Si}$

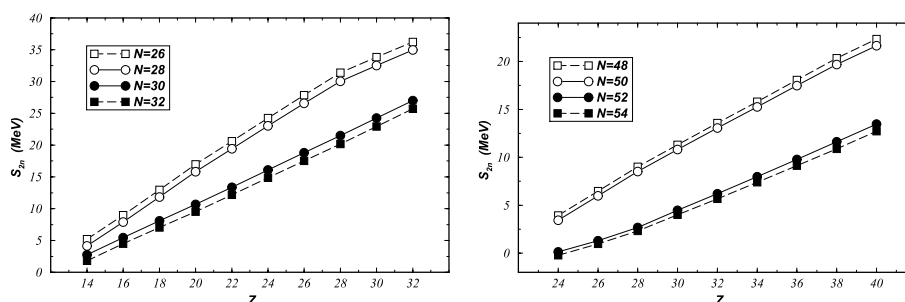


Figure 24. Évolution des énergies de séparation de deux neutrons S_{2n} (en MeV) pour les séries d'isotones $N = 26-32$ (partie gauche) et $N = 48-54$ (partie droite). Les sauts, caractéristiques d'un effet de couches, observés pour $N = 28$ et $N = 50$ diminuent fortement lorsque Z diminue, *i.e.* pour les noyaux riches en neutrons. Ces deux figures sont extraites de Chabanat *et al.* [129].

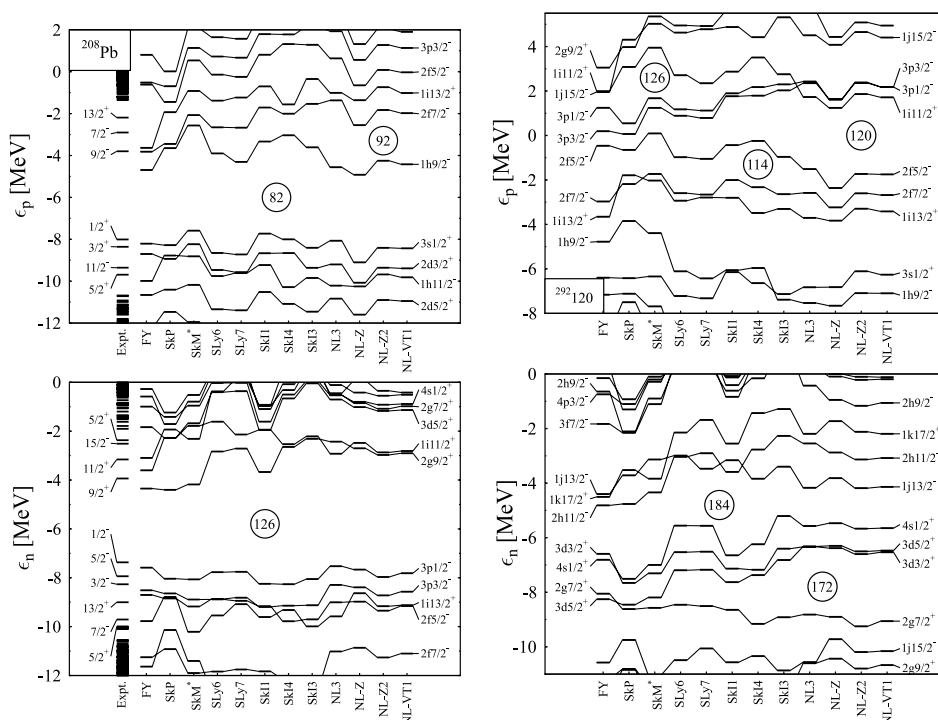
[Evolution of the two neutron separation energies S_{2n} (in MeV) of $N = 26-32$ (left part) and $N = 48-54$ (right part) isotones. The shell gaps observed for $N = 28$ et $N = 50$ decrease strongly with Z , *i.e.* for the neutron rich nuclei. Reprinted with permission from Chabanat *et al.* [Nucl. Phys. A **635**, 231 (1998)]. Copyright 2003 by Elsevier.]

sur la partie gauche de la Fig. 24) où les effets de déformation et d'une manière générale au-delà du champ moyen sont naturellement plus importants. Cette tendance générale est relativement robuste vis-à-vis de l'interaction utilisée, des calculs HFB avec l'interaction de Gogny [294] obtient des conclusions quasiment identiques, et elle semble être confirmée par des résultats expérimentaux faisant apparaître une forte déformation dans la région du noyau ^{44}S [295] comme du noyau ^{34}Mg [296] ainsi qu'une possible magicité de $N = 16$ [267, 297].

4. La région des noyaux super-lourds

Les effets de couches sont responsables des écarts en énergie (*gap*) importants que l'on observe dans le spectre des énergies de particules individuelles d'un noyau. Situés autour de l'énergie de Fermi, de tels écarts sont la signature d'une grande stabilité du noyau correspondant. Bender *et al.* [255] ont récemment mené une étude exhaustive de ces spectres et des effets de couches correspondants dans la région des noyaux super-lourds. La figure 25 montre les spectres de particules individuelles calculés pour les protons et les neutrons d'un noyau de plomb. Quel que soit le modèle relativiste ou non relativiste utilisé, quel que soit la force effective utilisée, on peut constater une très forte robustesse des nombres $Z = 82$ et $N = 126$ magiques dans tous les cas.

Il n'en est pas de même si on s'intéresse à la région des noyaux super-lourds et la figure 25 montre également des spectres théoriques calculés pour un noyau de $Z = 120$. On peut remarquer d'une part que si $Z = 120$ donne un « gap » significatif pour les modèles relativistes, il n'en est pas de même pour les modèles non



caractéristique de la différence entre les densités neutrons et protons. En l'absence de définition unique d'un halo ou d'une peau, de nombreuses études [289–291] ont proposé des protocoles permettant des analyses quantitatives de ces effets. Mizutori *et al.* [291] ont ainsi utilisé le modèle de Helm qui permet d'extraire le rayon de diffraction et l'épaisseur de surface à partir de la densité de nucléons dans le noyau, quantités sensibles principalement à la distribution nucléonique autour de la surface du noyau et quasiment indépendantes des fluctuations de couches de la région interne.

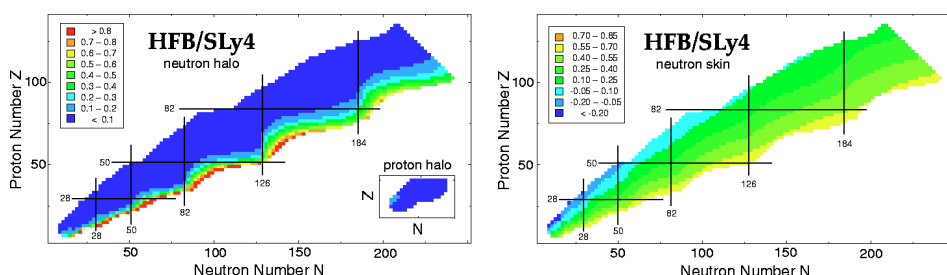


Figure 26. Paramètres des halos de neutrons (partie gauche) et des peaux de neutrons (partie droite) issus d'un calcul HFB sphérique pour les noyaux pairs-pairs stables vis-à-vis de l'émission de deux neutrons. L'interaction effective de Skyrme SLy4 est utilisée. Ces figures sont extraites de Mizutori *et al.* [291].

[Neutron halo parameters (left part) and neutron skins (right part) issued from a spherical HFB calculation for the even-even nuclei stable against the emission of two neutrons. The SLy4 effective interaction is used. Reprinted with permission from Mizutori *et al.* [Phys. Rev. C **61**, 044326 (2000)]. Copyright 2003 by the American Physical Society.]

La figure 26 montre les halos et les peaux de neutrons² calculés dans un formalisme HFB pour tous les noyaux pairs-pairs stables vis-à-vis de l'émission de deux neutrons. Les halos de neutrons apparaissent toujours très faibles et contrairement aux rayons relativement indépendants des effets de couches. Les halos de protons également calculés sont tous quasiment nuls confirmant la concentration des protons à l'intérieur du noyau. Les peaux de neutrons varient logiquement perpendiculairement à la vallée de stabilité avec une faible dépendance linéaire avec I . Ces deux paramètres halo et peau de neutrons donnent une bonne description globale des densités de neutrons (ou de protons dans le cas des halos de protons) et de la différence entre les densités de neutrons et de protons. Alors que les halos sont fortement corrélés aux énergies de séparation de un nucléon, les peaux sont essentiellement gouvernées par la balance entre les parties de volume et de surface de l'énergie de symétrie. Peu sensibles aux effets de couches, des informations expérimentales sur ces quantités pourraient aussi permettre de valider des interactions effectives dans des conditions extrêmes de valeurs de I .

2. En fait, les paramètres construits pour caractériser ces quantités. Voir Mizutori *et al.* [291] pour la définition de ces paramètres.

Conclusions

Nous avons présenté rapidement les hypothèses générales sur lesquelles reposent les théories microscopiques utilisant l'approximation de champ moyen pour décrire les propriétés statiques des noyaux. Nous avons également montré pourquoi et comment il est nécessaire d'aller « *au-delà du champ moyen* » pour prendre en compte toutes sortes de corrélations et en premier lieu le phénomène d'appariement indispensable pour obtenir une fonction d'onde correcte pour des noyaux à couches ouvertes. Après avoir rappelé les hypothèses fondamentales sur lesquelles repose la notion d'interaction effective (ou de lagrangien effectif) phénoménologique, les ingrédients qui entrent dans la construction d'une telle force ont été présentés et discutés dans le cadre de l'interaction effective de portée nulle de Skyrme. En vue d'utiliser ce type de force dans des calculs microscopiques HF+BCS (ou HFB) pour étudier des noyaux situés aux frontières de la stabilité, une attention particulière a été portée sur les propriétés des forces effectives dans des zones de grandes déformations ou de grandes valeurs d'isospin. Une procédure possible pour construire une *bonne force*, apte à travailler dans de telles conditions, a été proposée avec des solutions efficaces pour lutter contre quelques défauts évidents des interactions existantes. Nous avons enfin présenté et discuter l'effet de ces différents modèles ou paramétrisations de forces effectives sur des systématiques menées sur des masses et des rayons mettant en évidence certaines différences éventuellement exploitables pour concevoir de nouvelles expériences.

Perspectives

Les modèles, relativistes ou non, les forces effectives ou les lagrangiens, comme la procédure qui a été décrite dans cet ouvrage ne constituent certes pas une fin en soi et on peut avancer un certain nombre de points qui nécessiteront certainement à l'avenir un important travail théorique afin de tenter de les faire progresser. Des expériences nouvelles dans des domaines extrêmes, en posant des problèmes nouveaux, ne manqueront pas de contribuer à ces progrès. On peut d'ores et déjà présenter ces perspectives à plusieurs niveaux en commentant brièvement les progrès en cours et les problèmes où certaines expériences peuvent apporter des contributions significatives.

1. Au niveau Hartree-Fock

Il faut encore une fois rappeler le problème crucial de la description des corrélations dans les états fondamentaux des noyaux qui contient toujours de manière sous-jacente la question de savoir à quel niveau il faut *ajuster* une force effective. Conscient de ce fait et en l'absence de solution simple pour tenir compte de ces corrélations nous avons pris le parti, dans l'ensemble de cet ouvrage, de construire une force de Skyrme au niveau Hartree-Fock avec la seule correction du centre de masse qui devrait être désormais systématique et complète, terme à deux corps inclus ce qui n'est probablement pas très simple dans le cas des modèles relativistes.

Comme nous l'avons vu dans la section 5.3 du chapitre 4 il serait avantageux de concevoir des interactions effectives qui prennent en compte ces corrélations même de manière approchée [72, 269, 270]. En ce sens les tentatives actuelles utilisant des approches de type RPA locale [204], RPA soluble [272] ou de type GCM [271] sont sans doute une voie possible prometteuse.

2. Au niveau HF+BCS ou HFB

Le traitement des corrélations d'appariement à l'approximation BCS n'est certainement pas idéal surtout en ce qui concerne le degré de liberté d'isospin. Si on n'observe généralement pas de différences fondamentales entre des calculs

statiques de type HFB et HF+BCS [9, 12], le problème est évidemment un peu différent en ce qui concerne la dépendance en I en particulier lorsqu'on s'approche de la ligne d'émission de un neutron¹ ou seul un traitement de type HFB est correct tant que le potentiel chimique est négatif. De récentes études basées sur des calculs systématiques de différences de masses ont permis d'une part d'extraire la quantité pertinente vis-à-vis de l'appariement [298–300] et d'autre part de montrer que la dépendance en A de ces corrélations d'appariement est probablement plus douce que la loi communément admise : $\Delta = 12A^{-1/3}$ [300] sans toutefois d'évidence claire d'une dépendance vis-à-vis de I .

Les corrélations d'appariement $T = 1$ (neutron-neutron (nn) ou proton-proton (pp)) sont les seules le plus souvent prises en compte dans les formalismes HFB qui négligent l'appariement neutron-proton (np) plus délicat à mettre en œuvre puisqu'il intervient à la fois dans les voies $T = 0$ et $T = 1$. De nombreux travaux récents [302] ont porté sur ce type de corrélations dans les noyaux légers de type $N = Z$ pour tenter de donner une signification microscopique précise au terme de Wigner [303] présent à ce titre dans beaucoup de formules de masses phénoménologiques. Il n'est pas encore clairement prouvé que ce surplus d'énergie présent dans les noyaux $N = Z$ soit entièrement lié à ce type d'appariement, Satula a montré en particulier que les termes impairs par renversement du temps de la fonctionnelle de Skyrme [304] apportent également un supplément d'énergie au voisinage des noyaux $N = Z$, ou bien d'une manière plus générale à d'autres types de corrélations relevant d'une dynamique au-delà de l'approximation de champ moyen [305].

Le traitement des corrélations d'appariement dans le cadre HFB génère des états intrinsèques qui ne possèdent pas un nombre correct de nucléons et il est nécessaire de restaurer cette symétrie au moyen d'une méthode approchée (type Lipkin-Nogami [306]) qui introduit une contrainte supplémentaire dans le processus HFB ou par l'intermédiaire d'une projection après variation en utilisant simplement une méthode GCM par exemple [307]. Sheikh et Ring [308] ont récemment montré comment formuler une méthode HFB avec projection avant variation sur les bons nombres de nucléons. Une mise en œuvre systématique de ces formalismes devraient être entreprise afin de s'affranchir de ces approximations.

3. Au niveau des théories relativistes

Certaines prédictions sur les rayons de neutrons ou sur les effets de couches dans les noyaux super-lourds sont apparues différentes dans le cadre de théories relativistes ou non relativistes. Avant de conclure définitivement sur ces différences il est très important d'approfondir les modèles relativistes d'une part en prenant en compte les termes d'échange dans le cadre Hartree-Fock et d'autre part en essayant de contrôler les effets de la « mer de Dirac ». Quelques tentatives

1. La présence d'une barrière coulombienne permet en général un traitement HF+BCS correct du côté des noyaux riches en protons.

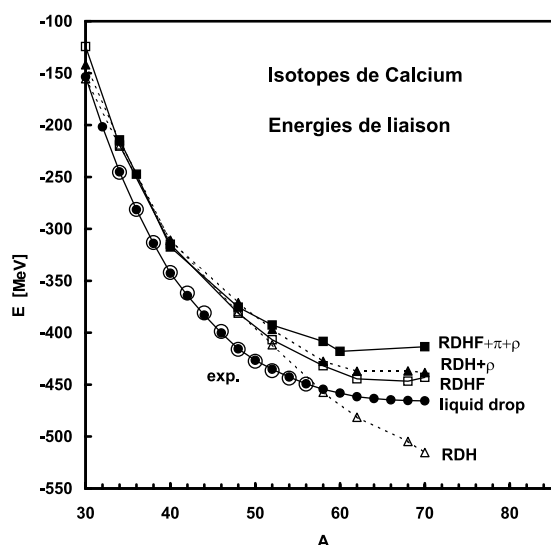


Figure 27. Énergies de liaison des isotopes de calcium pour diverses approximations relativistes. Liquid drop : formule de masse de type goutte liquide; RDH : calcul relativiste à l'approximation Hartree incluant les mésons σ et ω ; RDH+ ρ : identique à RDH plus le méson ρ ; RDHF : identique à RDH incluant les termes d'échange; RDHF + π + ρ : identique à RDHF plus le méson π , ce dernier ne contribuant qu'au terme de Fock. Les points expérimentaux sont issus de Audi et Wapstra [188]. Cette figure est issue de Chen *et al.* [309].

[Binding energies of calcium isotopes for various relativistic approximations. Liquid drop: liquid drop mass formula; RDH: relativistic Hartree calculation with σ and ω mesons; RDH+ ρ : same as RDH plus the ρ meson; RDHF: same as RDH including exchange terms; RDHF + π + ρ : same as RDHF plus the π meson which contributes only to the Fock term. Experimental data are from Audi and Wapstra [188]. This figure is from Chen *et al.* [309].]

existent à l'heure actuelle et nous avons en particulier montré que certains calculs Hartree-Fock relativistes conduisent à des écarts spin-orbite erronés [261]. On peut également citer dans le même esprit les résultats de Chen *et al.* [309] qui examinent les énergies de liaison et les rayons protons et neutrons pour les isotopes de calcium. On peut constater clairement sur les énergies de liaison (Fig. 27) les effets de l'enrichissement du lagrangien $\{\sigma, \rho\}$ de départ ainsi que de la prise en compte des termes d'échange qui apparaissent dépendre fortement de A .

Menés avec des paramétrisations inadaptées, ces calculs posent néanmoins un certain nombre de questions sur l'ensemble des résultats obtenus dans le cadre Hartree seul même si il est évident que comme dans toute théorie effective, les termes absents se retrouvent cachés dans les paramètres obtenus. Il faudrait rapidement disposer de lagrangiens relativistes complets capables de travailler à l'approximation Hartree-Fock pour faire le pas en avant nécessaire à une comparaison efficace entre modèles relativistes et non relativistes.

4. Au niveau HF/HFB versus la méthode ETFSI et au-delà

La méthode ETFSI est une théorie microscopique de champ moyen à part entière et si l'on veut des masses nucléaires avec une excellente précision, dans un but astrophysique par exemple, cette méthode est probablement la meilleure approche possible en particulier dans sa nouvelle version de type HFB. À l'instar des formules de masses macroscopiques ou macroscopiques-microscopiques, ce type de méthode doit cependant, pour faire réellement ses preuves, démontrer son caractère prédictif dans des régions inexplorées de noyaux. Il faut se rappeler en effet que c'est là une des plus grandes difficultés des formules de masses « macro » ou « macro-micro » qui ne reproduisent correctement que les propriétés des noyaux qui leur ont servi de base de données [56].

Les paramétrisations des interactions de Skyrme obtenues dans ce cadre de travail seront évidemment exclusivement réservées à leur utilisation d'origine. Il sera en particulier impossible de les utiliser dans une modélisation « au-delà du champ moyen » des propriétés dynamiques des noyaux sans la renormalisation nécessaire à l'élimination de « doubles comptages » évidents. L'obtention de prédictions fiables sur les masses nucléaires en particulier dans les régions de noyaux $N \approx Z$ est indispensable à une bonne compréhension des processus « rp » en astrophysique [318] par exemple et ce type de modèle microscopiques est un atout majeur dans ce domaine.

5. Au niveau de la force effective

La base fondamentale d'une *bonne force effective* est évidemment une bonne description des propriétés macroscopiques de la matière nucléaire infinie : densité d'équilibre, énergie de liaison par nucléon, incompressibilité et masse effective. Nous avons vu dans cet ouvrage comment les résonances géantes, phénomènes collectifs sensibles aux propriétés globales du fluide nucléaire plus qu'aux effets de couches, apportent des ingrédients essentiels à la construction d'une interaction effective. Les liens entre ces propriétés et des paramètres fondamentaux de l'équation d'état nucléaire ou de la force effective utilisée sont assez bien contrôlés. Une meilleure connaissance expérimentale de ces modes collectifs pourraient fournir des renseignements précieux sur l'évolution de la force dans des conditions extrêmes [319]. Les caractéristiques de ces résonances, énergies et largeurs, sont certes expérimentalement difficilement accessibles mais on peut néanmoins espérer que les nouveaux faisceaux disponibles permettront leur étude loin de la vallée de stabilité. La figure 28 montre, dans le cadre de calculs Hartree-Fock plus des règles de somme RPA, comment évoluent les modes géants les plus courants avec le degré de liberté $N - Z$ le long de la série isotopique des étains. La forte décroissance des énergies du mode dipolaire $E1$; $T = 1$ pourrait ainsi être exploité pour accroître notre connaissance du comportement de l'énergie de symétrie.

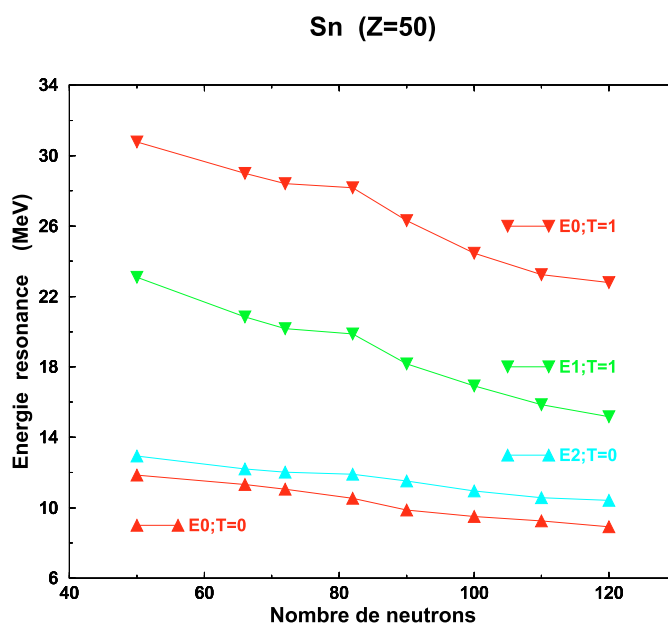


Figure 28. Énergies (en MeV) des modes géants mono-polaires $E0$; $T = 0$, $E0$; $T = 1$, dipolaire $E1$; $T = 1$ et quadrupolaire $E2$; $T = 0$ pour les isotopes d'étain calculées à l'approximation HF+BCS et des règles de somme RPA.

[Energies (in MeV) of the monopolar giant modes $E0$; $T = 0$, $E0$; $T = 1$, dipolar mode $E1$; $T = 1$ and quadrupolar $E2$; $T = 0$ mode of tin isotopes calculated within HF+BCS plus RPA sum rules framework.]

Certains modes exotiques (*pigmy mode*, *soft dipole mode*) [319], caractéristiques de noyaux présentant une forte peau de neutrons ont été théoriquement prévu dans les noyaux légers. Une recherche expérimentale systématique de tels modes est resté à mener en parallèle avec une compréhension approfondie des liens entre ces modes et l'équation d'état nucléaire.

Dans ce cadre, on peut tout d'abord énumérer un certain nombre de problèmes généraux liés aux différentes composantes de l'interaction effective (certaines des questions suivantes concernent plus particulièrement les forces effectives non relativistes mais sont aisément généralisables aux termes pertinents dans un lagrangien relativiste).

- *La dépendance en densité est indispensable mais quelle est la bonne dépendance en densité ?*

Vautherin et Brink ont démontré la similitude entre une force à trois corps et un terme proportionnel à la densité dans une fonctionnelle de type Skyrme, puis cette dépendance est devenue ρ^α pour satisfaire la résonance géante mono-polaire isoscalaire. À partir des premières tentatives de Dabrowski [105], certains auteurs ont enrichi cette dépendance avec des

termes en gradient de la densité ou en séparant neutrons et protons mais sans réellement maîtriser leur paramétrisation ce qui conduit généralement à des EOS non physiques même à des densités proches de la densité d'équilibre. En ce sens la procédure proposée d'ajuster une EOS théorique de matière purement neutronique peut être une voie possible de contrôle de ces termes. Il est certainement très important d'avoir une réflexion approfondie sur cette dépendance en densité en relation avec son contenu physique, c'est-à-dire une simulation des effets à 3 corps et au-delà. Le travail précurseur de Duguet et Bonche [317], mené à partir d'un développement en matrice densité de type Negele-Vautherin, est en ce sens prometteur d'importants progrès en vue d'une paramétrisation optimale.

Du point de vue expérimental, l'étude des résonances $E0$; $T = 0$ sur des noyaux loin de la stabilité, en apportant des informations sur l'évolution des propriétés de ce mode avec $(N - Z)/A$, devrait également permettre un meilleur contrôle de cette dépendance en densité.

– *Quelle est l'importance de la masse effective le long d'une série isotopique ?*

La variation des masses effectives isoscalaire et isovecteur avec l'asymétrie neutron-proton doit permettre une meilleure connaissance des termes non-locaux de l'interaction effective. Reinhard [186] a clairement montré le lien entre ces paramètres et l'énergie des résonances géantes $E1$; $T = 1$ et $E2$; $T = 0$. La masse effective isovecteur, peu sensible à la taille de peau de neutrons est par contre fortement dépendante de l'énergie de la résonance $E1$; $T = 1$. L'étude de ces résonances, ainsi que du mode $E0$; $T = 1$, mal connu, sur des noyaux très exotiques devrait aussi contribuer à une meilleure détermination de ces composantes de la force.

- Le terme spin-orbite, qui est de la même forme de portée nulle dans les interactions effectives de Skyrme ou de Gogny, souffre d'une faiblesse manifeste dans sa détermination. Avec un seul paramètre ajusté généralement sur l'espacement $p_{3/2} - p_{1/2}$ dans le noyau ^{16}O ou dans les noyaux ^{40}Ca ou ^{208}Pb , cette procédure met en lumière l'évidence d'une variation avec A qui n'est jamais prise en compte. Certaines études précises de ce terme ont également montré qu'il devrait être plus faible pour les grands excès de neutrons [123, 215], la croissance de l'épaisseur de surface devant conduire à une diminution de l'intensité de l'interaction spin-orbite.

Il est certain que les approches existantes utilisant un cadre relativiste [6] offrent une solution séduisante à ce problème, elles confirment en particulier la forte diminution du champ spin-orbite vers les grands excès de neutrons. Limitées le plus souvent à une approximation de Hartree, nous avons montré leur difficultés à reproduire les espacements spin-orbite expérimentaux le long d'une chaîne isotopique et il est évident que seul un calcul relativiste complet de type Hartree-Fock, en contrôlant également les effets des états d'énergie négative, devrait permettre une conclusion fiable sur ce comportement.

Les approches relativistes utilisant des lagrangiens évolués ou encore des théories de champs effectives [320] pourraient peut-être, dans le cadre de leur limite non relativiste, permettre une meilleure compréhension du terme spin-orbite qui doit être pris en compte dans une force de Skyrme ou de Gogny. Les propositions existantes [251, 254] sont phénoménologiques et n'apportent que peu d'informations sur la dépendance en densité, la dépendance radiale (portée finie) ou en core sur la réelle variation avec $(N - Z)/A$. Il est par contre certain qu'une meilleure connaissance expérimentale des écarts spin-orbite le long de plusieurs chaînes isotopique serait un gage évident de progrès théorique.

Une autre manière de mieux contrôler ce terme spin-orbite devrait être une meilleure connaissance de l'énergie de surface de la matière nucléaire et surtout de son évolution avec l'asymétrie neutron-proton. Nous avons montré le lien entre cette énergie et les grandes déformations, avec en particulier les barrières de fission des actinides, mais dans le cas d'une matière nucléaire semi-infinie asymétrique, l'épaisseur de la peau de neutrons est également une quantité importante. La contribution de la partie spin-orbite de la force effective est environ 10 % de l'énergie de surface totale et on peut imaginer qu'une connaissance plus précise de l'évolution de la peau de neutrons avec I serait très précieuse pour un contrôle, certes phénoménologique, du terme spin-orbite. Difficiles à mesurer expérimentalement [310], ce sont les rayons neutrons qui restent un élément fondamental de détermination de ces peaux de neutrons.

- Pour contrôler efficacement le degré de liberté d'isospin, l'énergie de symétrie n'est probablement pas un élément suffisant. L'utilisation de l'équation d'état de la matière de neutrons, ingrédient certes théorique, permet de s'assurer une évolution raisonnable de la densité d'équilibre avec l'asymétrie neutron-proton et c'est une voie prometteuse pour « enrichir » la fonctionnelle de Skyrme sans provoquer les effondrements souvent constatés même à des densités moyennes.

Une des conséquences importantes des nouvelles interactions de type Skyrme SLyxx construites sur ce principe est la génération possible d'équations d'état unifiées pour la matière dense et en particulier pour l'étude de la structure de la croûte de ces étoiles [311] où des noyaux sphériques très exotiques sont énergétiquement préférés à des cylindres, des tubes, ... Inversement, on peut peut-être attendre des études de superfluidité dans les étoiles à neutrons [312] des conséquences intéressantes sur l'évolution des différentes formes d'appariement dans les noyaux très riches en neutrons. Outre ces voies prometteuses, il serait évidemment important de renouveler le protocole à l'origine des interactions SLyxx avec les nouvelles équations d'état de Akmal *et al.* [214] basées sur les nouvelles interactions d'Argonne Ξ_{18} [313]. De récentes études ont tenté de montrer les liens possibles entre le rayon des neutrons dans le noyau ^{208}Pb et le processus URCA de refroidissement d'une étoile à neutrons [314] de même que l'importance de la

dépendance en densité de l'énergie de symétrie sur l'équation d'état de ces systèmes extrêmes [315]. Construites pour ce type de milieu, les interactions SLyxxx devraient être rapidement améliorées en prenant en compte ces liens éventuels afin de mieux les comprendre dans des études systématiques.

- Les liens que nous avons mis en relief entre les différentes composantes de la force effective montrent à l'évidence de contrôler *en même temps* propriétés de volume et surface et leur évolution avec I . Cela doit être fait par un ajustement global des paramètres des différentes composantes de la force, termes centraux, spin-orbite voire même de la partie appariement dans le canal particule-particule.
- Lorsqu'on utilise une interaction de portée nulle pour gérer les corrélations d'appariement, il est nécessaire de leur définir une zone d'activité autour de l'énergie de Fermi dans l'espace $\{vp\}$ ce qui fait intervenir des paramètres supplémentaires. De nombreuses procédures ont été tentées pour définir ces paramètres et en particulier leur dépendance avec A et I [51]. Les procédures de renormalisation récemment proposées par Bulgac *et al.* [316] sont probablement intéressantes et mériteraient des études systématiques pour évaluer leur performances notamment avec I .

Outre les points fondamentaux qui viennent d'être développer on peut également dénombrer quelques voies possibles peu explorées actuellement qui mériteraient probablement quelques études précises :

- aucun terme tenseur n'est actuellement présent dans les forces usuelles. Seuls quelques rares essais ont été tentés sans conclusions très positives sur leur caractère indispensable [109, 321]. Il est probable que leur prise en compte nécessite l'identification d'une signature pertinente permettant leur ajustement ;
- quelques tentatives [322] existent pour introduire dans la fonctionnelle de Skyrme un terme brisant la symétrie de charge en vue d'interpréter « l'anomalie Okamoto-Nolan-Schiffer » sur les différences d'énergie de liaison entre noyaux miroirs (^{48}Ni – ^{48}Ca par exemple) [323]. Elles sont principalement basées sur les récentes constructions d'interactions NN réalistes prenant en compte de tels termes [324]. Avant d'utiliser systématiquement ce type de termes, il est très important d'en assurer d'une part la crédibilité sur une signature expérimentale indiscutable et d'autre part de mettre en évidence leur exacte contribution dans un noyau. Des études fines de ces déplacements d'énergie coulombienne ont été mené par Duflo et Zuker [325] donnant des solutions possibles à ce type d'anomalie, montrant en particulier leur forte liaison avec les peaux de neutrons, et dans ce cadre un traitement exact des termes générés par le potentiel coulombien, terme direct et terme d'échange, devrait être désormais systématiquement utilisé.

6. Au niveau des expériences

Que peuvent nous apporter les prochains résultats expérimentaux ? D'une manière générale, il est certain que la connaissance des masses de quelques noyaux loin de vallée de stabilité seront d'une importance majeure dans l'amélioration des interactions effectives futures [56]. Si cela est une évidence pour les formules de masses de type ETFSI ou HFB, il en est de même pour les interactions effectives standards relativistes ou non pour leur permettre un « ancrage » plus précis dans des conditions extrêmes.

Outre les masses, les rayons de charge et les rayons de neutrons constituent un ingrédient majeur de la construction d'une force effective. Les rayons de charge le long de longues séries isotopiques sont en effet un complément indispensable aux masses nucléaires, nous l'avons montré lors des comparaisons entre divers modèles théoriques et diverses interactions effectives. Les progrès expérimentaux accomplis dans ce domaine [326] seront à l'évidence un atout essentiel des prochaines générations de forces effectives. Si à ces propriétés on pouvait ajouter une détermination précise des distributions de neutrons dans des noyaux sphériques on pourrait en extraire les rayons de neutrons [310, 327] et la taille des peaux de neutrons [328, 329] dans ces noyaux. On disposerait d'éléments essentiels non seulement pour les noyaux riches en neutrons mais aussi indirectement pour les termes de surface et spin-orbite de l'interaction et leur évolution avec l'asymétrie neutron-proton sans oublier peut-être même des conséquences importantes pour les propriétés des étoiles à neutrons. Rappelons également les différences importantes entre les divers modèles microscopiques, relativistes ou non, pour ces rayons de neutrons, l'existence de systématiques expérimentales permettrait peut-être de mieux comprendre ces résultats.

Les prédictions concernant l'évolution de la structure en couches dans des conditions extrêmes de déformation et/ou de spin et sa mise en évidence expérimentale a certainement été un des plus grands succès des modèles microscopiques de champ moyen tant en ce qui concerne les isomères de fission que pour la physique des noyaux super-déformés [330]. Il n'est donc guère surprenant que ces mêmes modèles prévoient également une évolution importante dans des conditions extrêmes d'isospin tant les états de particules individuelles dans un champ moyen sont sensibles à tous les degrés de liberté qui permettent de s'écarter de la sphéricité. L'apparition d'effets de couches particuliers loin de la vallée de stabilité plus fortement marqués dans des zones de noyaux de faible masse devrait être rapidement confirmée expérimentalement dans de larges zones de masse afin de mieux contraindre les modèles et leurs ingrédients.

L'évolution de cette structure en couches est également un sujet fondamental dans la région des noyaux super-lourds où il semble exister des prédictions différentes entre modèles relativistes ou non. Des systématiques expérimentales dans cette région permettraient certainement d'apporter des réponses théoriques sur la nécessité d'un formalisme relativiste ou sur la quantité pertinente gouvernant le spectre de particules individuelles de ces noyaux. Une partie de la réponse est évidemment contenue dans le terme spin-orbite des forces effectives

utilisées, les champs moyens générés dans ces formalismes relativistes étant en principe délivrés de toute phénoménologie. Des résultats expérimentaux concernant les spectres de particules individuelles pour des longues séries isotopiques sphériques comme les étains ou les nickel permettraient sans doute un meilleur contrôle de ce degré de liberté dans les modèles.

Le degré de liberté de température n'a pas été abordé dans ce cours, il est intéressant de rappeler que l'évolution de l'équation d'état nucléaire avec T est également une source d'information importante. Dans le cadre de la construction des forces effectives $SLyxxx$, Charmont *et al.* [331] ont mis en évidence des corrélations particulières entre le coefficient d'incompressibilité et les paramètres de la transition liquide-gaz (densité et température critique) dans une matière nucléaire infinie symétrique ou non. Même si l'exploration expérimentale de ce paramètre T est délicate, il est important de souligner qu'en particulier à cause de la disparition d'effets locaux comme les effets de couches, les liens entre propriétés globales du milieu nucléaire et quantités pertinentes de la force effective sont probablement plus clairs à établir. Dans ce sens, les tentatives d'études expérimentales de résonances géantes à température finie constituent une voie prometteuse.

La richesse des résultats obtenus dans le cadre des théories microscopiques basées sur l'hypothèse du champ moyen quelque soit la forme que l'on adopte fait de ce type de modèles une pièce maîtresse de ce domaine de physique. La fiabilité de ces modèles, jugée principalement sur leur pouvoir prédictif, constitue la base de nombreux progrès expérimentaux voire même de projets d'accélérateurs futurs. À ces modèles il convient naturellement de joindre les approches de type modèles des couches sur de très larges bases qui apportent une complémentarité essentielle en particulier dans le domaine des noyaux légers. Il est cependant fondamental de ne jamais oublier que ces modèles utilisent un certain nombre d'ingrédients, une interaction effective ou un lagrangien effectif, dont il faut s'assurer la pertinence vis-à-vis du problème posé. Les progrès de ces modèles sont étroitement liés aux progrès réalisés pour améliorer ces forces effectives elles-mêmes contraintes par informations expérimentales nouvelles. Ces « aller-retours » constants entre théorie et expérience sont les seuls garants des avancées qui ont été et seront encore faites à l'aide de ces outils théoriques dont l'application n'est maintenant plus confinée au domaine de la structure des noyaux mais s'étend jusqu'aux structures de l'Univers.

Remerciements

Une très grande partie de cet ouvrage est le fruit d'une étroite collaboration menée depuis plusieurs années avec Paul Bonche qui, avec Richard Schaeffer, a été à l'origine des nouvelles paramétrisations $SLyxx$ des forces de Skyrme. Karim Bennaceur, Bertrand Cochet, Dany Davesne et Michaela Oertel ont consacré beaucoup de temps à la relecture de ce texte profondément remanié par rapport au cours écrit et publié dans les Comptes-Rendus de l'École Joliot-Curie, leur patience et leurs nombreux commentaires, toujours constructifs, m'ont été d'une très grande utilité. J'ai également largement profité de très nombreuses discussions

avec George Audi, Jean-François Berger, Guy Chanfray, Thomas Duguet, Paul-Henri Heenen, Dave Lunney, Jérôme Margueron, Jean-François Mathiot, Igor Muntian, Jésus Navarro, Nguyen Van Giai, Mike Pearson, Paul-Gerhard Reinhard et Adam Sobiczewski. Leurs remarques pertinentes m'ont chaque fois permis d'éclairer certains aspects ou d'améliorer la présentation de certains paragraphes en me permettant de reproduire une ou plusieurs figures leur appartenant. Je dois également remercier le GDR *Noyaux Exotiques* qui nous a permis de discuter et d'approfondir de nombreux points particuliers tout au long des multiples rencontres qu'il a provoqué et financé.

J. Meyer

Annexes

Annexe A : Lagrangiens relativistes utilisés dans le texte

Le tableau 11 donne les paramètres des principaux lagrangiens relativistes cités dans le texte. Le tableau 12 donne les principales propriétés de ces mêmes lagrangiens pour la matière nucléaire infinie. Tous les lagrangiens utilisés dans des calculs relativistes cités dans le texte sont basés sur la forme générale (Éqs. (7, 8)) excepté la paramétrisation NL-VT1 [255] qui ajoute un couplage tensoriel entre les nucléons et les champs vectoriels ω et ρ faisant intervenir ainsi deux paramètres supplémentaires.

Tableau 11. Lagrangiens relativistes cités dans le texte. $m_\rho = 763,000$ MeV pour toutes les paramétrisations de ce tableau.

[Relativistic Lagrangians used in the text. All the parametrizations of this table use $m_\rho = 763.000$ MeV.]

Lagrangien	NL1 [6]	NLSH [333]	NL3 [334]	NL-Z [6]	NL-Z2 [255]	NL-VT1 [255]
M (MeV)	938	939	939	938,9	938,9	938,9
m_σ (MeV)	492,25	526,059	508,194	488,67	493,15	484,307
m_ω (MeV)	783,0	783,0	782,501	780,0	780,0	780,0
g_σ	10,138	10,4444	10,217	10,0553	10,1369	9,81307
g_ω	13,285	12,9450	12,868	12,9086	12,9084	12,6504
g_ρ	4,976	4,3830	4,474	4,84944	4,55627	4,63432
g_2 (fm $^{-1}$)	-12,172	-6,9099	-10,431	-13,5072	-13,7561	-13,2808
g_3	-36,265	-15,8337	-28,885	-40,2243	-41,4013	-38,0773
f_ω / g_ω	-	-	-	-	-	-0,102703
f_ρ / g_ρ	-	-	-	-	-	-4,71143

Tableau 12. Principales propriétés de la matière nucléaire infinie pour les lagrangiens relativistes cités dans le texte. Les valeurs reportées dans cette table sont celles annoncées dans les références citées.

[Properties of the infinite nuclear matter for the relativistic Lagrangians used in the text. The values reported in this table are those given in the quoted references.]

Lagrangien	NL1 [6]	NLSH [333]	NL3 [334]	NL-Z [6]	NL-Z2 [255]	NL-VT1 [255]
ρ_∞ (fm ⁻³)	0,153	0,146	0,148	0,151	0,151	0,150
k_F (fm ⁻¹)	1,313	1,293	1,299	1,308	1,308	1,305
r_0 (fm)	1,160	1,178	1,173	1,165	1,165	1,167
a_v (MeV)	-16,488	-16,346	-16,299	-16,18	-16,07	-16,10
K_∞ (MeV)	211,29	355,36	271,76	173	172	179
$\left(\frac{m^*}{m}\right)_s$	0,57	0,60	0,60	0,583	0,583	0,600
a_t (MeV)	43,7	36,1	37,4	41,7	39,0	39,0
κ_v (E1 ; $T = 1$)			0,68	0,72	0,72	0,66

Annexe B : Quelques définitions pour la matière nucléaire infinie

L'énergie totale par nucléon dans la matière nucléaire infinie symétrique à température nulle peut être écrite comme¹ :

$$\frac{E}{A}(\rho) = \frac{V}{A} \mathcal{E}(\rho) = \frac{\mathcal{E}(\rho)}{\rho}. \quad (\text{B.1})$$

V est un volume suffisamment grand pour pouvoir négliger les effets de surface et $\mathcal{E}(\rho)$ est la densité d'énergie. On a un gaz de Fermi de moment de Fermi k_F où chaque particule a une énergie cinétique $(3/5)/(\hbar^2/2m)k_F^2$ et $\rho = A/V$ la densité de nucléons est reliée au moment de Fermi k_F comme :

$$\rho = \frac{2}{3\pi^2} k_F^3, \quad \tau = \frac{3}{5} \rho k_F^2 \quad (\text{B.2})$$

et on définit également la constante r_0 , distance inter-nucléon, comme :

$$\frac{4}{3}\pi r_0^3 \rho = 1 \quad \text{soit} \quad r_0 = \left(\frac{3}{4\pi\rho}\right)^{\frac{1}{3}} = \frac{(9\pi)^{\frac{1}{3}}}{2k_F}. \quad (\text{B.3})$$

On définit la pression de ce fluide :

$$P = -\frac{\partial E}{\partial V}\bigg|_A = \frac{A}{V^2} \frac{\partial E}{\partial \rho}\bigg|_A = \rho^2 \frac{\partial \frac{E}{A}(\rho)}{\partial \rho}\bigg|_A \quad (\text{B.4})$$

1. Cf. la revue de Blaizot [154] pour une liste exhaustive de ces définitions.

à la densité ρ_0 d'équilibre, on a $P(\rho_0) = 0$. Le module de compression χ est :

$$\chi = -\frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial P} \Big|_A = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)^{-1} \quad (\text{B.5})$$

ce qui donne :

$$\frac{1}{\rho\chi} = \frac{2P}{\rho} + \rho^2 \frac{\partial^2 E}{\partial \rho^2}. \quad (\text{B.6})$$

À l'équilibre, le premier terme est nul par définition et on définit le coefficient d'incompressibilité K_∞ comme :

$$K_\infty = k_F^2 \frac{\partial^2 E}{\partial k_F^2} = 9\rho_0^2 \frac{\partial^2 E}{\partial \rho^2} \Big|_{\rho=\rho_0}. \quad (\text{B.7})$$

La vitesse du son (*son zéro*) dans le milieu est reliée à ce coefficient d'incompressibilité :

$$\frac{v_s}{c} = \sqrt{\frac{K_\infty}{9m}} \quad (\text{B.8})$$

cette vitesse du son est reliée à la densité du milieu nucléaire et il est important d'étudier cette dépendance aux hautes densités où un phénomène de superluminosité peut apparaître pour une force de Skyrme donnée [149].

Pour une matière nucléaire asymétrique, l'énergie de liaison par nucléon E/A dépend de l'asymétrie neutron-proton $I = (N - Z)/A$ (ou $Y_p = Z/A$) via l'équation (48). On peut donc calculer les deux courbures de l'équation d'état le long des deux degrés de liberté I et ρ en calculant, outre le module d'incompressibilité, le coefficient (calculé pour une forme standard d'une force effective de type Skyrme) :

$$\begin{aligned} K(I, \rho) = 9\rho^2 \frac{\partial^2 E}{\partial \rho^2} \frac{E}{A}(I, \rho) \Big|_I &= -\frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{2}{3}} F_{5/3} \\ &+ \frac{3}{16} t_3 \alpha (\alpha + 1) \rho^{\alpha+1} \left[2(2 + x_3) - (1 + 2x_3) F_2 \right] \\ &+ \frac{3}{4} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{5}{3}} \left\{ \Theta_v F_{5/3} + \frac{1}{2} \left[\Theta_s - 2\Theta_v \right] F_{8/3} \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

$$\begin{aligned} S(I, \rho) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial I^2} \frac{E}{A}(I, \rho) \Big|_\rho &= \frac{1}{6} \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{2}{3}} F_{-1/3} \\ &- \frac{1}{8} t_0 (1 + 2x_0) \rho - \frac{1}{48} t_3 (1 + 2x_3) \rho^{\alpha+1} \\ &+ \frac{1}{24} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{5}{3}} \left\{ \Theta_v F_{-1/3} + 2 \left[\Theta_s - 2\Theta_v \right] F_{2/3} \right\}. \end{aligned}$$

L'énergie de symétrie a_I sera alors simplement définie comme $a_I = S(I = 0, \rho = \rho_0)$ et on calcule également les coefficients L et K_I qui caractérisent la dépendance en densité de l'énergie de symétrie et qui s'écrivent comme :

$$\begin{aligned} L &= 3\rho_0 \left. \frac{da_I}{d\rho} \right|_{\rho=\rho_0} = 3\rho_0 \left. \frac{\partial S}{\partial \rho} \right|_{I=0, \rho=\rho_0} \\ &= \frac{1}{3} \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \rho_0^{\frac{2}{3}} - \frac{3}{8} t_0 (1 + 2x_0) \rho_0 - \frac{1}{16} t_3 (1 + 2x_3) (\alpha + 1) \rho_0^{\alpha+1} \\ &\quad - \frac{5}{24} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} (3\Theta_v - 2\Theta_s) \rho_0^{\frac{5}{3}} \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

$$\begin{aligned} K_I &= 9\rho_0^2 \left. \frac{d^2 a_I}{d\rho^2} \right|_{\rho=\rho_0} = 9\rho_0^2 \left. \frac{\partial^2 S}{\partial \rho^2} \right|_{I=0, \rho=\rho_0} \\ &= -\frac{1}{3} \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \rho_0^{\frac{2}{3}} - \frac{5}{12} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} (3\Theta_v - 2\Theta_s) \rho_0^{\frac{5}{3}} - \frac{3}{16} t_3 (1 + 2x_3) \alpha (\alpha + 1) \rho_0^{\alpha+1}. \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

Annexe C : Les forces effectives de portée finie

Toutes les forces effectives de portée finie de type Gogny sont basées sur la paramétrisation standard (Éq. (24)) excepté la force D1P qui utilise une dépendance en densité à deux termes :

$$\begin{aligned} V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) &= V_{\text{fin}} + (t_3 + t'_3 P_\sigma) \left[\rho(\mathbf{R}) \right]^{\alpha_3} \delta(\mathbf{r}) + (t_4 + t'_4 P_\sigma) \left[\rho(\mathbf{R}) \right]^{\alpha_4} \delta(\mathbf{r}) \\ &\quad + i W_0 \boldsymbol{\sigma} \cdot [\mathbf{P}' \times \delta(\mathbf{r}) \mathbf{P}] \end{aligned}$$

où V_{fin} représente la partie à portée finie composée d'une somme de deux gaussiennes de l'interaction.

Le tableau 13 donne les paramètres des principales interactions effectives de portée finie de type Gogny citées dans le texte. Le tableau 14 donne les principales propriétés de ces mêmes forces pour la matière nucléaire infinie.

Annexe D : Les interactions effectives de type Skyrme

Dans le cas d'une force effective de type Skyrme, le champ Hartree-Fock $U_{\text{HF}}[\rho]$ (Éq. (4)) peut se calculer analytiquement à partir des expressions (Éqs. (30, 31)) rendant ainsi plus aisé la résolution du système HF. On a généralement coutume

Tableau 13. Forces de Gogny citées dans le texte.

[Gogny forces used in the text.]

Force	D1 [37]	D1S [100]	D1P [102]
W_1 (MeV)	-402,40	-1720,30	-372,89
B_1 (MeV)	-100,00	1300,00	62,69
H_1 (MeV)	-496,20	-1813,53	-464,51
M_1 (MeV)	-23,56	1397,60	-31,49
W_2 (MeV)	-21,30	103,639	34,62
B_2 (MeV)	-11,77	163,483	-14,08
H_2 (MeV)	37,27	162,812	70,75
M_2 (MeV)	-68,81	-223,934	-20,96
t_3 (MeV fm ^{3+3α})	1350,00	1390,60	1025,90
t'_3 (MeV fm ^{3+3α})	-	-	1190,04
t_4 (MeV fm ^{3+3α})	-	-	256,02
t'_4 (MeV fm ^{3+3α})	-	-	-513,84
μ_1 (fm)	0,7	0,7	0,9
μ_2 (fm)	1,2	1,2	1,44
x_3	1,0	1,0	-
α	1/3	1/3	-
α_3	-	-	0,33
α_4	-	-	0,92
W_0 (MeV fm ⁵)	115,0	130,0	130,0

Tableau 14. Propriétés de la matière nucléaire infinie pour les forces effectives de type Gogny citées dans le texte.

[Properties of the infinite nuclear matter for the Gogny effective forces used in the text.]

Force	D1 [37]	D1S [100]	D1P [102]
ρ_0 (fm ⁻³)	0,166	0,163	0,174
k_F (fm ⁻¹)	1,35	1,34	1,37
r_0 (fm)	1,180	1,147	1,142
a_v (MeV)	-16,31	-16,01	-16,19
K_∞ (MeV)	228	209	266
$(m^*/m)_s$	0,67	0,66	0,66
a_I (MeV)	30,70	31,13	34,09
κ_v (E1 ; $T = 1$)	0,53	0,49	0,53

d'écrire le système HF (Éq. (4)) sous la forme d'une équation de Schrödinger locale comme :

$$\left\{ -\nabla \cdot \frac{\hbar^2}{2m^*(\mathbf{r})} \nabla + U_q(\mathbf{r}) + \mathbf{W}_q(\mathbf{r}) \cdot (-i)(\nabla \times \sigma) \right\} \phi_\alpha = \varepsilon_\alpha \phi_\alpha \quad (\text{D.1})$$

où q désigne la charge de l'état de particule individuelle i .

Pour une force de Skyrme « standard » (Éq. (25)), les champs HF nucléaire $U_q(\mathbf{r})$ et spin-orbite $\mathbf{W}_q(\mathbf{r})$ ainsi que la masse effective $m^*(\mathbf{r})$ s'écrivent comme :

$$\frac{\hbar^2}{2m_q^*(\mathbf{r})} = \frac{\hbar^2}{2m} + \frac{1}{8}\rho\Theta_v + \frac{1}{8}\rho_q(\Theta_s - 2\Theta_v) = \frac{\hbar^2}{2m} + \frac{1}{8}\Theta_v + \frac{1}{8}(\Theta_s - 2\Theta_v) \quad (\text{D.2})$$

$$\begin{aligned} U_q(\mathbf{r}) = & \frac{1}{2}t_0 \left[(2 + x_0)\rho - (1 + 2x_0)\rho_q \right] \\ & + \frac{1}{24}t_3 \left\{ (2 + x_3)(2 + \alpha)\rho^{\alpha+1} - (2x_3 + 1) \left[2\rho^\alpha\rho_q + \alpha\rho^{\alpha-1}(\rho_p^2 + \rho_n^2) \right] \right\} \\ & + \frac{1}{8} \left[t_1(2 + x_1) + t_2(2 + x_2) \right] \tau + \frac{1}{8} \left[t_2(2x_2 + 1) - t_1(2x_1 + 1) \right] \tau_q \\ & + \frac{1}{16} \left[t_2(2 + x_2) - 3t_1(2 + x_1) \right] \nabla^2\rho + \frac{1}{16} \left[3t_1(2x_1 + 1) + t_2(2x_2 + 1) \right] \nabla^2\rho_q \\ & - \frac{1}{2}W_0 \left[\nabla \cdot \mathbf{J} + \nabla \cdot \mathbf{J}_q \right] \end{aligned} \quad (\text{D.3})$$

$$\mathbf{W}_q(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}W_0 \left(\nabla\rho + \nabla\rho_q \right) + \frac{1}{8}(t_1 - t_2)\mathbf{J}_q - \frac{1}{8}(t_1x_1 + t_2x_2)\mathbf{J} \quad (\text{D.4})$$

avec les définitions usuelles déjà introduites dans le texte. Dans le cadre de l'approximation de Slater pour le terme d'échange, le champ coulombien prend la forme (terme direct et terme d'échange) :

$$U_{\text{coul}}(\mathbf{r}) = \frac{e^2}{2} \int \frac{\rho_p(\mathbf{r}') d^3r'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} - \frac{e^2}{2} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (\text{D.5})$$

Les termes *non standards* (cf. Éqs. (26, 27)) apportent des modifications au terme \mathcal{H}_3 et créent un terme supplémentaire \mathcal{H}_4 qui se mettent sous la forme :

$$\mathcal{H}_3 = \frac{1}{12}t_3 \left\{ (2 + x_3)\rho^\alpha\rho_n\rho_p + \frac{1}{8}(1 - x_3) \left[(2\rho_n)^{\alpha+2} + (2\rho_p)^{\alpha+2} \right] \right\} \quad (\text{D.6})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_4 = & \frac{1}{32}t_4(2 + x_4)\rho^\beta \left\{ (2\beta + 3)(\nabla\rho)^2 - (\nabla\rho_n)^2 - (\nabla\rho_p)^2 + 2\rho_n\nabla^2\rho_n + 2\rho_p\nabla^2\rho_p \right\} \\ & + \frac{1}{32}t_4(1 - x_4) \left\{ (2\rho_n)^\beta \left[(2\beta + 3)(\nabla\rho_n)^2 + 2\mathbf{J}_n^2 \right] \right. \\ & + \left. (2\rho_p)^\beta \left[(2\beta + 3)(\nabla\rho_p)^2 + 2\mathbf{J}_p^2 \right] \right\} - \frac{1}{8}t_4x_4\rho^\beta\mathbf{J}_n\mathbf{J}_p \\ & + \frac{1}{8}t_4 \left\{ (2 + x_4)\rho^\beta(\rho_n\tau_p + \rho_p\tau_n) + \frac{1}{2}(1 - x_4) \left[(2\rho_n)^{\beta+1}\tau_n + (2\rho_p)^{\beta+1}\tau_p \right] \right\}. \end{aligned} \quad (\text{D.7})$$

Annexe E : Principales forces de Skyrme utilisées dans le texte

Les tableaux 15, 16 et 17 donnent les paramètres des principales interactions effectives de type Skyrme citées dans le texte et les tableaux 18, 19 et 20 donnent les principales propriétés de ces mêmes forces pour la matière nucléaire infinie. Dans un souci d'uniformité, toutes ces propriétés ont été calculées avec les valeurs suivantes des constantes fondamentales usuelles [332] :

$$\text{masse moyenne du nucléon (MeV)} = 938,91897$$

$$\hbar c \text{ (MeV fm)} = 197,32705$$

$$(e^2/\hbar c)^{-1} = 137,03604.$$

Tableau 15. Paramètres des forces de Skyrme utilisées dans le texte.

[Skyrme forces used in the text.]

Force	SIII [15]	Ska [106]	SkM [116]	SGII [124]	SkM* [119]	RATP [122]
t_0 (MeV fm ³)	-1128,75	-1602,78	-2645,00	-2645,00	-2645,00	-2160,00
t_1 (MeV fm ⁵)	395,00	570,88	385,00	340,00	410,00	513,00
t_2 (MeV fm ⁵)	-95,00	-67,70	-120,00	-41,90	-135,00	121,00
t_3 (MeV fm ^{3+3α})	14000,0	8000,0	15595,0	15595,0	15595,0	11600,0
x_0	0,450	-0,020	0,0900	0,09000	0,090	0,418
x_1	0,000	0,000	-0,0588	0,00000	0,000	0,000
x_2	0,000	0,000	0,0000	1,42500	0,000	-2,290
x_3	1,000	-0,286	0,0000	0,06044	0,000	0,586
α	1	1/3	1/6	1/6	1/6	1/5
W_0 (MeV fm ⁵)	120,0	125,0	130,0	105,0	130,0	120,0

Tableau 16. Paramètres des forces de Skyrme utilisées dans le texte.

[Skyrme forces used in the text.]

Force	T6 [118]	SkP [35]	SLy4 [129]	SLy5 [129]	SLy6 [129]	SLy7 [129]
t_0 (MeV fm ³)	-1794,20	-2931,70	-2488,91	-2484,88	-2479,50	-2482,41
t_1 (MeV fm ⁵)	294,00	320,62	486,82	483,13	462,18	457,97
t_2 (MeV fm ⁵)	-294,00	-337,41	-546,39	-549,40	-448,61	-419,85
t_3 (MeV fm ^{3+3α})	12817,00	18708,97	13777,0	13763,0	13673,0	13677,0
x_0	0,392	0,29215	0,834	0,778	0,825	0,846
x_1	-0,500	0,65318	-0,344	-0,328	-0,465	-0,511
x_2	-0,500	-0,53732	-1,000	-1,000	-1,000	-1,000
x_3	0,500	0,18103	1,354	1,267	1,355	1,391
α	1/3	1/6	1/6	1/6	1/6	1/6
W_0 (MeV fm ⁵)	107,0	100,0	123,0	126,0	122,0	126,0

Tableau 17. Paramètres des forces de Skyrme utilisées dans le texte.
[Skyrme forces used in the text.]

Force	SkI1 [251]	SkI3 [251]	SkI4 [251]	SLy10 [129]
t_0 (MeV fm ³)	-1913,62	-1762,88	-1855,83	-2506,77
t_1 (MeV fm ⁵)	439,809	438,449	473,829	430,98
t_2 (MeV fm ⁵)	2697,59	-227,090	1006,86	-304,95
t_3 (MeV fm ^{3+3α})	10592,3	8106,2	9703,61	13826,41
x_0	-0,955	0,308	0,405	1,0398
x_1	-5,782	-1,172	-2,889	-0,6745
x_2	-1,287	-1,091	-1,325	-1,000
x_3	-1,561	1,293	1,145	1,6833
α	1/4	1/4	1/4	1/6
W_1 (MeV fm ⁵)	124,26	188,508	366,194	75,86
W_2 (MeV fm ⁵)	124,26	0,000	-360,702	105,50

Tableau 18. Propriétés de la matière nucléaire infinie pour les forces effectives de type Skyrme citées dans le texte.

[Properties of the infinite nuclear matter for the Skyrme effective forces used in the text.]

Force	SIII [15]	Ska [106]	SkM [116]	SGII [124]	SkM* [119]	RATP [122]
ρ_0 (fm ⁻³)	0,145	0,155	0,160	0,158	0,160	0,160
k_F (fm ⁻¹)	1,291	1,320	1,334	1,328	1,333	1,333
r_0 (fm)	1,180	1,154	1,142	1,147	1,143	1,143
a_v (MeV)	-15,851	-15,991	-15,570	-15,794	-15,770	-16,046
K_∞ (MeV)	355,4	263,10	216,6	214,6	216,6	239,51
$(m^*/m)_s$	0,76	0,61	0,79	0,79	0,79	0,67
a_t (MeV)	28,16	32,91	30,03	26,83	30,03	29,26
κ_v (E1 ; $T = 1$)	0,53	0,94	0,53	0,49	0,53	0,78

Tableau 19. Propriétés de la matière nucléaire infinie pour les forces effectives de type Skyrme citées dans le texte (*cf.* Tab. 18 pour les commentaires).

[Properties of the infinite nuclear matter for the Skyrme effective forces used in the text (see Tab. 18).]

Force	T6 [118]	SkP [35]	SLy4	SLy5	SLy6	SLy7
ρ_0 (fm ⁻³)	0,161	0,162	0,160	0,160	0,159	0,158
k_F (fm ⁻¹)	1,335	1,340	1,333	1,334	1,330	1,328
r_0 (fm)	1,141	1,137	1,143	1,143	1,145	1,147
a_v (MeV)	-15,963	-15,948	-15,969	-15,983	-15,920	15,894
K_∞ (MeV)	235,93	200,96	229,90	229,90	229,80	229,70
$(m^*/m)_s$	1,00	1,00	0,70	0,70	0,69	0,69
a_t (MeV)	29,97	30,00	32,00	32,03	31,96	31,99
κ_v (E1 ; $T = 1$)	0,00	0,35	0,25	0,25	0,25	0,25

Tableau 20. Propriétés de la matière nucléaire infinie pour les forces effectives de type Skyrme citées dans le texte (cf. Tab. 18 pour les commentaires).

[Properties of the infinite nuclear matter for the Skyrme effective forces used in the text (see Tab. 18).]

Force	SkI1 [251]	SkI3 [251]	SkI4 [251]	SLy10 [129]		
ρ_0 (fm ⁻³)	0,161	0,162	0,160	0,160	0,159	0,158
k_F (fm ⁻¹)	1,335	1,340	1,333	1,334	1,330	1,328
r_0 (fm)	1,141	1,137	1,143	1,143		
a_v (MeV)	-15,963	-15,948	-15,969	-15,983	-15,920	15,894
K_∞ (MeV)	235,93	200,96	229,90	229,90	229,80	229,70
$(m^*/m)_s$	1,00	1,00	0,70	0,70	0,69	0,69
a_t (MeV)	29,97	30,00	32,00	32,03	31,96	31,99
κ_v (E1 ; $T = 1$)	0,00	0,35	0,25	0,25	0,25	0,25

Annexe F : Masses effectives isoscalaire et isovecteur ; résonances géantes E2 ; T = 0 et E1 ; T = 1

Dans le cadre de l'approximation du *scaling* où l'on ne considère qu'un seul mode de compression radiale, les deux règles de somme m_1 et m_3 qui permettent de calculer une estimation de l'énergie de la résonance géante comme : $E = \sqrt{m_3/m_1}$ s'écrivent simplement comme² :

$$m_1 = \frac{\hbar^2}{m} A \langle r^2 \rangle$$

$$m_3 = \left(\frac{\hbar^2}{m} \right)^2 \left[4E_{\text{kin}} + 4E_{\text{eff}} + 4E_{\text{fin}} + E_{\text{so}} - \frac{4}{5}E_{\text{coul}} \right] \quad (\text{F.1})$$

où les différents termes E_i sont naturellement issus des divers termes de la fonctionnelle de Skyrme (Éqs. (30, 31)). Dans la matière nucléaire infinie symétrique tous les termes sont nuls sauf E_{kin} et E_{eff} , ce dernier s'écrit en tenant compte de

$$\tau_q = \frac{3}{5} \left(3\pi^2 \right)^{\frac{2}{3}} \rho_q^{\frac{5}{3}} :$$

$$4E_{\text{eff}} = \frac{3}{20} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right) \rho^{\frac{8}{3}} \left[3t_1 + t_2 (5 + 4x_2) \right] \quad (\text{F.2})$$

où l'on retrouve la combinaison de paramètres Θ_s qui intervient dans la masse effective isoscalaire $(m^*/m)_s$ (cf. Éq. (47)).

Le facteur d'accélération κ_v définit comme la déviation à la règle de somme de Thomas-Reiche-Kuhn dans le cas de résonance géante dipolaire isovectorielle E1 ; $T = 1$ (cf. Éq. (50)) peut s'écrire comme :

$$\kappa_v = \frac{m}{4\hbar^2} \frac{A}{NZ} \left\{ t_1 (2 + x_1) + t_2 (2 + x_2) \right\} \int \rho_n(\mathbf{r}) \rho_p(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (\text{F.3})$$

2. Cf. la revue de Gleissl *et al.* [169].

Tableau 21. Contraintes utilisées lors de la construction des forces de Skyrme utilisées dans le texte.

[Constraints applied in the construction of some Skyrme forces used in the text.]

	SIII	SLy4	SLy5	SLy6	SLy7	SLy10
UV14+UVII EOS *		×	×	×	×	×
Énergies de liaison et $\langle r^2 \rangle_{\text{ch}}$	×	×	×	×	×	×
Écart $3p_{\frac{3}{2}} - 3p_{\frac{1}{2}}$ ^{208}Pb		×	×	×	×	×
$x_2 = -1^{**}$		×	×	×	×	×
termes \mathbf{J}^2			×		×	×
correction cm à 2-corps				×	×	×
2 composantes spin-orbite						×

ce qui donne dans la matière nucléaire infinie où $\rho_n = \rho_p = \rho/2$:

$$\kappa_v = \frac{m}{4\hbar^2} \left\{ t_1 (2 + x_1) + t_2 (2 + x_2) \right\} \rho. \quad (\text{F.4})$$

La masse effective isovectorielle s'obtient en posant $\rho_q = 0$ dans l'expression (Éq. (45)) :

$$\left(\frac{m^*}{m} \right)_v^{-1} = 1 + \frac{m}{4\hbar^2} \Theta_v \rho = 1 + \kappa_v. \quad (\text{F.5})$$

Annexe G : Sur les paramètres de Landau-Migdal

Les paramètres de Landau-Migdal $\ell = 0, 1$ s'écrivent simplement en fonction des propriétés principales d'une matière nucléaire infinie :

$$\left(\frac{m^*}{m} \right)_s = 1 + \frac{F_1}{3} \quad (\text{G.1})$$

$$K_\infty = 6 \frac{k_F^2}{2m^*} (1 + F_0) \quad (\text{G.2})$$

$$a_1 = \frac{1}{3} \frac{k_F^2}{2m^*} (1 + F_0'). \quad (\text{G.3})$$

Références

- [1] P. Ring, P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem* (Springer-Verlag, Berlin, 1980).
- [2] J.F. Berger, *École Int. Joliot-Curie de Physique Nucléaire*, Maubuisson, France, 1991.
- [3] G. Bertsch, Z. Phys. A **289**, 103 (1978).
- [4] D. Vautherin, D.M. Brink, Phys. Rev. C **5**, 626 (1972).
- [5] Ph. Quentin, H. Flocard, Ann. Rev. Nucl. Part. Sc. **28**, 523 (1978).
- [6] P.-G. Reinhard, M. Rufa, J. Maruhn, W. Greiner, J. Friedrich, Z. Phys. A **323**, 13 (1986) ;
M. Rufa, P.-G. Reinhard, J.A. Maruhn, W. Greiner, M.R. Strayer, Phys. Rev. C **38**, 390 (1988).
- [7] P.-G. Reinhard, Rep. Prog. Phys. **52**, 439 (1989).
- [8] P. Bonche, H. Flocard, P.-H. Heenen, S.J. Krieger, M.S. Weiss, Nucl. Phys. A **443**, 39 (1985).
- [9] P. Bonche, S.J. Krieger, P. Quentin, M.S. Weiss, J. Meyer, M. Meyer, N. Redon, H. Flocard P.-H. Heenen, Nucl. Phys. A **500**, 308 (1989) ; S.J. Krieger, P. Bonche, M.S. Weiss, J. Meyer, H. Flocard, P.-H. Heenen, Nucl. Phys. A **542**, 43 (1992).
- [10] M. Girod, B. Grammaticos, Phys. Rev. C **27**, 2317 (1983).
- [11] M. Girod, Ph. Dessagne, M. Bernas, M. Langevin, F. Pougheon, F. Roussel, Phys. Rev. C **37**, 2600 (1988).
- [12] M. Girod, J.P. Delaroche, D. Gogny, J.F. Berger, Phys. Rev. Lett. **62**, 2452 (1989).
- [13] S. Åberg, H. Flocard, W. Nazarewicz, Ann. Rev. Nucl. Part. Sc. **40**, 439 (1990).
- [14] J.L. Wood, K. Heyde, W. Nazarewicz, M. Huyse, P. Van Duppen, Phys. Rep. **215**, 101 (1992).
- [15] M. Beiner, H. Flocard, Nguyen Van Giai, P. Quentin, Nucl. Phys. A **238**, 29 (1975).
- [16] J. Terasaki, H. Flocard, P.-H. Heenen, P. Bonche, Nucl. Phys. A **621**, 706 (1997).
- [17] J. Meyer, P. Bonche, M.S. Weiss, J. Dobaczewski, H. Flocard, P.-H. Heenen, Nucl. Phys. A **588**, 597 (1995).

- [18] S. Kubis, M. Kutschera, Phys. Lett. B **399**, 191 (1997).
- [19] F. Hofmann, C.M. Keil, H. Lenske, Phys. Rev. C **64**, 034314 (2001).
- [20] T. Nikšić, D. Vretenar, P. Finelli, P. Ring, Phys. Rev. C **66**, 024306 (2002).
- [21] Bao-Xi Sun, Xiao-Fu Lu, Peng-Nian Shen, En-Guang Zhao, nucl-th/0206029¹, à paraître dans Int. J. Mod. Phys. E.
- [22] R.J. Furnstahl, B.D. Serot, Hua-Bin Tang, Nucl. Phys. A **615**, 441 (1997) ; R.J. Furnstahl, J.J. Rusnak, B.D. Serot, Nucl. Phys. A **632**, 607 (1998).
- [23] G. Chanfray, M. Ericson, P.A.M. Guichon, Phys. Rev. C **63**, 055202 (2001).
- [24] N. Kaiser, S. Fritsch, W. Weise, Nucl. Phys. A **697**, 255 (2002) ; P. Finelli, N. Kaiser, D. Vretenar, W. Weise, nucl-th/0205016, à paraître dans Eur. Phys. J. A.
- [25] D.R. Entem, R. Machleidt, Phys. Lett. B **524**, 93 (2002) ; L. Coraggio, A. Covello, A. Gargano, N. Itaco, T.T.S. Kuo, D.R. Entem, R. Machleidt, Phys. Rev. C **66**, 021303 (2002).
- [26] A. Ananyan, B.D. Serot, J.D. Walecka, Phys. Rev. C **66**, 055502 (2002).
- [27] J.D. Walecka, Ann. Phys. (N.-Y.) **83**, 491 (1974) ; A. Fetter, J.D. Walecka, *Quantum Theory of Many Particle Systems* (Mc Graw Hill, New-York, 1971).
- [28] B.D. Serot, J.D. Walecka, *Advances in Nuclear Physics*, édité par J.W. Negele, M. Vogt (Plenum Press, New-York, 1986), Vol. 16.
- [29] Y.K. Gambhir, P. Ring, A. Thimet, Ann. Phys. (N.-Y.) **198**, 132 (1990) ; voir aussi J.A. Sheikh, P. Ring, Phys. Rev. C **47**, R1850 (1993) ; S.K. Patra, C.R. Prahara, Phys. Rev. C **47**, 2978 (1993) ; J.A. Sheikh, J.P. Maharana, Y.K. Gambhir, Phys. Rev. C **48**, 192 (1993).
- [30] D. Hirata, H. Toki, T. Watabe, I. Tanihata, B.V. Carlson, Phys. Rev. C **44**, 1467 (1991) ; H. Toki, Y. Sugahara, D. Hirata, B.V. Carlson, I. Tanihata, Nucl. Phys. A **524**, 633 (1991) ; K. Sumiyoshi, D. Hirata, H. Toki, H. Sagawa, Nucl. Phys. A **552**, 437 (1993) ; D. Hirata, H. Toki, I. Tanihata, P. Ring, Phys. Lett. B **314**, 168 (1993).
- [31] A. Bouyssy, Nucl. Phys. A **381**, 445 (1982).
- [32] A. Bouyssy, J.-F. Mathiot, Nguyen Van Giai, S. Marcos, Phys. Rev. C **36**, 380 (1987).
- [33] J.-F. Mathiot, Phys. Rep. **173**, 63 (1989) ; *École Int. Joliot-Curie de Physique Nucléaire*, Maubuisson, France, 1997.
- [34] J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
- [35] J. Dobaczewski, H. Flocard, J. Treiner, Nucl. Phys. A **422**, 103 (1984).

1. Disponible sur nucl-th@xxx.lanl.gov.

- [36] W. Nazarewicz, J. Dobaczewski, T.R. Werner, J.A. Maruhn, P.-G. Reinhard, K. Rutz, C.R. Chinn, A.S. Umar, M.R. Strayer, Phys. Rev. C **53**, 740 (1996); J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, T.R. Werner, Z. Phys. A **354**, 27 (1996); J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, T.R. Werner, J.-F. Berger, C.R. Chinn, J. Dechargé, Phys. Rev. C **53**, 2809 (1996).
- [37] J. Dechargé, D. Gogny, Phys. Rev. C **21**, 1568 (1980).
- [38] J.F. Berger, communication privée, 2002.
- [39] F. Tondeur, Nucl. Phys. A **315**, 353 (1979).
- [40] S.J. Krieger, P. Bonche, H. Flocard, P. Quentin, M.S. Weiss, Nucl. Phys. A **517**, 275 (1990).
- [41] R.R. Chasman, Phys. Rev. C **14**, 1935 (1976).
- [42] N. Tajima, P. Bonche, H. Flocard, P.-H. Heenen, M.S. Weiss, Nucl. Phys. A **551**, 434 (1993).
- [43] J. Terasaki, P.-H. Heenen, P. Bonche, J. Dobaczewski, H. Flocard, Nucl. Phys. A **593**, 1 (1995).
- [44] G.A. Lalazissis, M.M. Sharma, Nucl. Phys. A **586**, 201 (1995); G.A. Lalazissis, M.M. Sharma, P. Ring, Nucl. Phys. A **597**, 35 (1996); G.A. Lalazissis, S. Mythili, A.R. Farhan, Phys. Rev. C **59**, 1379 (1999).
- [45] T. Gonzalez-Llarena, J.L. Egido, G.A. Lalazissis, P. Ring, Phys. Lett. B **379**, 13 (1996).
- [46] G.A. Lalazissis, M.M. Sharma, P. Ring, Y.K. Gambhir, Nucl. Phys. A **608**, 202 (1996).
- [47] G.A. Lalazissis, D. Vretenar, P. Ring, Phys. Rev. C **60**, 014310 (1999); Nucl. Phys. A **650**, 133 (1999); *ibid.* **679**, 481 (2001).
- [48] B.V. Carlson, D. Hirata, Phys. Rev. C **62**, 054310 (2000).
- [49] T. Nikšić, D. Vretenar, P. Ring, G.A. Lalazissis, Phys. Rev. C **65**, 054320 (2002).
- [50] A.K. Dutta, J.-P. Arcoragi, J.M. Pearson, R. Behrman, F. Tondeur, Nucl. Phys. A **458**, 77 (1986); F. Tondeur, A.K. Dutta, J.M. Pearson, R. Behrman, Nucl. Phys. A **470**, 93 (1987); J.M. Pearson, Y. Aboussir, A.K. Dutta, R.C. Nayak, M. Farine, F. Tondeur, Nucl. Phys. A **528**, 1 (1991); Y. Aboussir, J.M. Pearson, A.K. Dutta, F. Tondeur, Nucl. Phys. A **549**, 155 (1992); At. Data Nucl. Data Tables **61**, 127 (1995); R.C. Nayak, J.M. Pearson, Phys. Rev. C **52**, 2254 (1995); S. Goriely, *Int. Conf. on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics*, Santa-Fe, USA, 1999.
- [51] M. Brack, J. Damgaard, A.S. Jensen, H.C. Pauli, V.M. Strutinsky, C.Y. Wong, Rev. Mod. Phys. **44**, 320 (1972).
- [52] B. Grammaticos, A. Voros, Ann. Phys. (N.-Y.) **123**, 359 (1979); *ibid.* **129**, 153 (1980).
- [53] M. Brack, C. Guet, H.-B. Håkansson, Phys. Rep. **123**, 275 (1985).
- [54] M. Brack, P. Quentin, Nucl. Phys. A **361**, 35 (1981).

- [55] A. Mamdouh, J.M. Pearson, M. Rayet, F. Tondeur, Nucl. Phys. A **679**, 337 (2001).
- [56] G. Audi, *XIX^e École Int. Joliot-Curie de Physique Nucléaire*, Spa, Belgique, 2000 ; on pourra aussi consulter : *Atomic Physics at Accelerators: Mass Spectrometry*, édité par D. Lunney, G. Audi, H.-J. Kluge (Kluwer Academic Pub., 2001) ; *APAC 2000 Conference*, Cargèse, Corse, France, 2000 ; ainsi que la revue à paraître dans Rev. Mod. Phys. par D. Lunney, J.M. Pearson et C. Thibault.
- [57] S. Goriely, *XIX^e École Int. Joliot-Curie de Physique Nucléaire*, Spa, Belgique, 2000.
- [58] F. Tondeur, S. Goriely, J.M. Pearson, M. Onsi, Phys. Rev. C **62**, 024308 (2000).
- [59] S. Goriely, J.M. Pearson, F. Tondeur, Nucl. Phys. A **688**, 349c (2001) ; At. Data Nucl. Data Tables **77**, 311 (2001).
- [60] M. Samyn, S. Goriely, P.-H. Heenen, J.M. Pearson, F. Tondeur, Nucl. Phys. A **700**, 142 (2002).
- [61] R. Rodríguez-Guzmán, J.L. Egido, L.M. Robledo, Nucl. Phys. A **709**, 201 (2002).
- [62] P.-H. Heenen, *École Int. Joliot-Curie de Physique Nucléaire*, Maubuisson, France, 1991.
- [63] D.L. Hill, J.A. Wheeler, Phys. Rev. **89**, 1102 (1953).
- [64] P. Bonche, J. Dobaczewski, H. Flocard, P.-H. Heenen, J. Meyer, Nucl. Phys. A **510**, 466 (1990).
- [65] J.P. Blaizot, D. Gogny, Nucl. Phys. A **284**, 429 (1977).
- [66] C. Volpe, *XIX^e École Int. Joliot-Curie de Physique Nucléaire*, Spa, Belgique, 2000.
- [67] P.-G. Reinhard, Ann. Phys. (Leipzig) **1**, 598 (1992) ; P.-G. Reinhard, C. Toepffer, Int. J. Mod. Phys. E **3**, 435 (1994).
- [68] A.P. Severyukhin, Ch. Stoyanov, V.V. Voronov, Nguyen Van Giai, Phys. Rev. C **66**, 034304 (2002).
- [69] P. Schuck, J. Dudelsky, G. Röpke, *VI Hispalensis Int. Summer School (Former La Rabida)*, Séville, Espagne, 1997 ; J. Dudelsky, G. Röpke, P. Schuck, Nucl. Phys. A **628**, 17 (1998).
- [70] Zhong-yu Ma, Nguyen Van Giai, A. Wandelt, D. Vretenar, P. Ring, Nucl. Phys. A **687**, 64c (2001) ; nucl-th/9910054.
- [71] P. Ring, Zhong-yu Ma, Nguyen Van Giai, D. Vretenar, A. Wandelt, Li-gang Cao, Nucl. Phys. A **694**, 249 (2001).
- [72] P.-G. Reinhard, J. Friedrich, Z. Phys. A **321**, 619 (1985).
- [73] M.J. Giannoni, *VIII^{es} Journées d'Études de la Division de Physique Théorique*, Aussois, France, 1978.
- [74] R. Machleidt, K. Holinde, Ch. Elster, Phys. Rep. **149**, 1 (1987).

- [75] R. Machleidt, G.Q. Li, Phys. Rep. **242**, 5 (1994) ; R. Machleidt, *XVIIth European Conference on Few-Body Problem in Physics*, Evora, Portugal, 2000 ; Nucl. Phys. A **689**, 11 (2001).
- [76] R. Machleidt, I. Slaus, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **27**, R69 (2001).
- [77] H. Müther, A. Polls, Prog. Part. Nucl. Phys. **45**, 243 (2000).
- [78] B. ter Haar, R. Malfliet, Phys. Rep. **149**, 207 (1987).
- [79] D. Vautherin, *Nuclear Physics of Hot Dense Matter*, NATO Advanced Study Institute on Supernovae, Les Houches, France, 1990.
- [80] J.W. Negele, Rev. Mod. Phys. **54**, 913 (1982).
- [81] B.D. Day, Rev. Mod. Phys. **50**, 495 (1978).
- [82] V.R. Pandharipande, R.B. Wiringa, Rev. Mod. Phys. **51**, 821 (1979).
- [83] M. Hjorth-Jensen, T.T.S. Kuo, E. Osnes, Phys. Rep. **261**, 125 (1995).
- [84] M. Baldo, *Nuclear Methods and the Nuclear Equation of State* (World Scientific, Singapore, Int. Rev. Nucl. Phys., 1999), Vol. 9.
- [85] H. Müther, Prog. Part. Nucl. Phys. **14**, 125 (1985) ; *ibid.* **17**, 97 (1986).
- [86] R. Brockmann, R. Machleidt, Phys. Rev. C **42**, 1965 (1990).
- [87] H. Müther, Prog. Part. Nucl. Phys. **30**, 1 (1993).
- [88] T. Gross-Boelting, C. Fuchs, A. Faessler, Nucl. Phys. A **648**, 105 (1999).
- [89] B. Friedman, V.R. Pandharipande, Nucl. Phys. A **361**, 502 (1981).
- [90] A. Lejeune, U. Lombardo, W. Zuo, Phys. Lett. B **477**, 45 (2000) ; W. Zuo, A. Lejeune, U. Lombardo, J.-F. Mathiot, Nucl. Phys. A **706**, 418 (2002).
- [91] W. Zuo, I. Bombaci, U. Lombardo, Phys. Rev. C **60**, 0204605 (1999) ; W. Zuo, A. Lejeune, U. Lombardo, J.-F. Mathiot, Eur. Phys. J. A **14**, 469 (2002).
- [92] M. Baldo, G. Giansiracusa, U. Lombardo, I. Bombaci, L.S. Ferreira, Nucl. Phys. A **583**, 599 (1995) ; M. Baldo, F. Burgio, *Workshop on Physics of Neutron Stars Interior*, Trento, Italie, 2000 ; *Lecture Notes in Physics*, édité par D. Blaschke, N.K. Glendenning, A. Sedrakian (Springer Verlag, Berlin, 2001), Lect. Notes Phys. **578**, 1 (2001).
- [93] J.W. Negele, Phys. Rev. C **1**, 1260 (1970).
- [94] D.W.L. Sprung, P.K. Banerjee, Nucl. Phys. A **168**, 273 (1971) ; D.W.L. Sprung, Nucl. Phys. A **182**, 97 (1972).
- [95] X. Campi, D.W. Sprung, Nucl. Phys. A **194**, 401 (1972).
- [96] S.C. Pieper, R.B. Wiringa, V.R. Pandharipande, Phys. Rev. C **46**, 1741 (1992).
- [97] H. Müther, R. Machleidt, R. Brockmann, Phys. Rev. C **42**, 1981 (1990).

- [98] R. Fritz, H. Mütter, R. Machleidt, Phys. Rev. Lett. **71**, 46 (1993).
- [99] H.S. Köhler, Nucl. Phys. A **162**, 385 (1971) ; *ibid.* **170**, 88 (1971).
- [100] J.F. Berger, M. Girod, D. Gogny, Nucl. Phys. A **502**, 85c (1989).
- [101] M. Brack, Rev. Mod. Phys. **65**, 677 (1993).
- [102] M. Farine, D. von Eiff, P. Schuck, J.-F. Berger, J. Dechargé, M. Girod, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **25**, 863 (1999).
- [103] T.H.R. Skyrme, Phil. Mag. **1**, 1043 (1956) ; Nucl. Phys. **9**, 615 (1959).
- [104] M. Farine, J.M. Pearson, F. Tondeur, Nucl. Phys. A **615**, 135 (1997).
- [105] J. Dabrowski, Nukleonika **21**, 143 (1977).
- [106] S. Köhler, Nucl. Phys. A **258**, 301 (1976).
- [107] M. Waroquier, J. Sau, K. Heyde, P. Van Isacker, H. Vincx, Phys. Rev. C **19**, 1983 (1979).
- [108] M. Waroquier, K. Heyde, G. Wenes, Nucl. Phys. A **404**, 269 (1983) ; *ibid.* 298 (1983).
- [109] Keh-Fei Liu, Hong-De Luo, Zhongyu Ma, Qing-Biao Shen, S.A. Moszkowski, Nucl. Phys. A **534**, 1 (1991) ; Keh-Fei Liu, Hong-De Luo, Zhongyu Ma, Qing-Biao Shen, Nucl. Phys. A **534**, 25 (1991) ; Keh-Fei Liu, Hong-De Luo, Zhongyu Ma, Man Feng, Qing-Biao Shen, Nucl. Phys. A **534**, 48 (1991) ; Keh-Fei Liu, Zhongyu Ma, Hong-De Luo, Nucl. Phys. A **534**, 58 (1991).
- [110] Y.M. Engel, D.M. Brink, K. Goeke, S.J. Krieger, D. Vautherin, Nucl. Phys. A **249**, 215 (1975).
- [111] M.J. Giannoni, P. Quentin, Phys. Rev. C **21**, 2076 (1980).
- [112] P. Bonche, H. Flocard, P.-H. Heenen, Nucl. Phys. A **467**, 115 (1987).
- [113] M. Bender, J. Dobaczewski, J. Engel, W. Nazarewicz, Phys. Rev. C **65**, 2002 (054322).
- [114] S. Krewald, V. Klemm, J. Speth, A. Faessler, Nucl. Phys. A **281**, 166 (1977).
- [115] M. Waroquier, K. Heyde, *6^e Session d'Étude Biennale de Physique Nucléaire*, La Toussuire, 1981, Rapport LYCEN 8102.
- [116] H. Krivine, J. Treiner, O. Bohigas, Nucl. Phys. A **366**, 155 (1980).
- [117] A.K. Dutta, M. Kohno, Nucl. Phys. A **349**, 455 (1980).
- [118] F. Tondeur, M. Brack, M. Farine, J.M. Pearson, Nucl. Phys. A **420**, 297 (1984).
- [119] J. Bartel, P. Quentin, M. Brack, C. Guet, H.-B. Håkansson, Nucl. Phys. A **386**, 79 (1982).
- [120] J.M. Gómez, J. Martorell, Nucl. Phys. A **410**, 475 (1983).
- [121] S. Marcos, Nguyen Van Giai, L.N. Savushkin, Nucl. Phys. A **549**, 143 (1992).

- [122] M. Rayet, M. Arnould, F. Tondeur, G. Paulus, *Astron. Astrophys.* **116**, 183 (1982).
- [123] R. Smolańczuk, J. Dobaczewski, *Phys. Rev. C* **48**, R2166 (1993).
- [124] Nguyen Van Giai, N. Sagawa, *Phys. Lett. B* **106**, 379 (1981) ; *Nucl. Phys. A* **371**, 1 (1981).
- [125] S.-O. Bäckmann, A.D. Jackson, J. Speth, *Phys. Lett. B* **56**, 209 (1975).
- [126] B.D. Chang, *Phys. Lett. B* **56**, 205 (1975).
- [127] J. Friedrich, P.-G. Reinhard, *Phys. Rev. C* **33**, 335 (1986).
- [128] B.A. Brown, *Phys. Rev. C* **58**, 220 (1998).
- [129] E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer, R. Schaeffer, *Nucl. Phys. A* **627**, 710 (1997) ; *ibid. A* **635**, 231 (1998) ; *ibid. A* **643**, 441 (1998).
- [130] J.W. Negele, D. Vautherin, *Phys. Rev. C* **5**, 1472 (1972) ; *ibid. C* **11**, 1031 (1975).
- [131] B. Behera, T.R. Routray, B. Sahoo, R.K. Satpathy, *Nucl. Phys. A* **699**, 770 (2002).
- [132] M.A. Preston, R.K. Bhaduri, *Structure of the Nucleus* (Addison-Wesley Pub., Reading, 1982).
- [133] E. Suraud, *École Int. Joliot-Curie de Physique Nucléaire*, Maubuisson, France, 1990.
- [134] E. Suraud, *La Matière Nucléaire : des Étoiles aux Noyaux*, Coll. Enseignement des Sciences (Hermann, Paris, 1998), Vol. 51.
- [135] P. Danielewicz, *Int. Symp. on Non-Equilibrium and Nonlinear Dynamics in Nuclear and Other Finite Systems*, Beijing, Chine, 2001, nucl-th/0112006 ; P. Danielewicz, *XV Int. Winter Meeting on Nuclear Physics*, Bormio, Italie, 2002, nucl-th/0203002.
- [136] F. Tondeur, D. Berdichevsky, M. Farine, *Z. Phys. A* **325**, 405 (1986).
- [137] K.C. Chung, C.S. Wang, A.J. Santiago, nucl-th/0102017.
- [138] K.C. Chung, C.S. Wang, A.J. Santiago, J.W. Zhang, *Phys. Rev. C* **61**, 047303 (2000) ; *Eur. Phys. J. A* **9**, 453 (2000) ; *ibid. A* **10**, 27 (2001) ; *ibid. A* **12**, 161 (2001) ; nucl-th/0102001.
- [139] P. Möller, W.D. Myers, W.J. Swiatecki, J. Treiner, *At. Data Nucl. Data Tables* **39**, 225 (1988).
- [140] P. Möller, J.R. Nix, W.D. Myers, W.J. Swiatecki, *At. Data Nucl. Data Tables* **59**, 185 (1995).
- [141] K. Pomorski, J. Dudek, nucl-th/0205011.
- [142] J. Bellicard *et al.*, Saclay Progress Report CEA-N-2207, 1981, p. 81.
- [143] B. Frois, C.N. Papanicolas, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sc.* **37**, 133 (1987).
- [144] H. de Vries, C.W. de Jager, C. de Vries, *At. Data Nucl. Data Tables* **36**, 495 (1987).

- [145] C.S. Wang, K.C. Chung, A.J. Santiago, Phys. Rev. C **60**, 034310 (1999).
- [146] L. Satpathy, V.S. Uma Maheswari, R.C. Nayak, Phys. Rep. **319**, 85 (1999).
- [147] W.D. Myers, W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. A **601**, 141 (1996).
- [148] R. Nayak, V.S. Uma Maheswari, L. Satpathy, Phys. Rev. C **52**, 711 (1995).
- [149] R.K. Su, H.Q. Song, T.T.S. Kuo, Phys. Rev. C **37**, 1770 (1988) ; B. Behera, T.R. Routray, R.K. Satpathy, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **23**, 445 (1997).
- [150] N.K. Glendenning, Phys. Rev. Lett. **57**, 1120 (1986) ; Phys. Rev. C **37**, 2733 (1988) ; *Compact Stars. Nuclear Physics, Particle Physics and General Relativity* (Astron. and Astrophys. Lib., Springer, New-York, 1997).
- [151] J.M. Lattimer, M. Prakash, Phys. Rep. **333**, 121 (2000).
- [152] D.G. Ravenhall, C.D. Bennett, C.J. Pethick, Phys. Rev. Lett. **28**, 978 (1972).
- [153] M. Prakash, T.L. Ainsworth, J.M. Lattimer, Phys. Rev. Lett. **61**, 2518 (1988).
- [154] J.-P. Blaizot, Phys. Rep. **64**, 171 (1980).
- [155] D. Cussol *et al.*, (INDRA Collaboration), Phys. Rev. C **65**, 044604 (2002).
- [156] V. de la Mota, F. Sebillie, B. Remaud, P. Schuck, Z. Phys. A **343**, 417 (1992) ; V. de la Mota, F. Sebillie, M. Farine, B. Remaud, P. Schuck, Phys. Rev. C **46**, 677 (1992).
- [157] C. Sturm *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 39 (2001).
- [158] C. Fuchs, A. Faessler, E. Zabrodin, Yu-Ming Zheng, Phys. Rev. Lett. **86**, 1974 (2001).
- [159] M.M. Sharma, RIKEN Rev. **23** (1999) ; RIKEN Symp. and Workshop on Selected Topics in Nuclear Collective Excitations, NUCOLEX 99, RIKEN, 1999.
- [160] M.M. Sharma, W.T.A. Borghols, S. Brandenburg, S. Crona, A. van der Woude, M.N. Harakeh, Phys. Rev. C **38**, 2562 (1988) ; M.M. Sharma, W. Stocker, P. Gleissl, M. Brack, Nucl. Phys. A **504**, 337 (1989).
- [161] S. Shlomo, D.H. Youngblood, Phys. Rev. C **47**, 529 (1993).
- [162] O. Bohigas, A.M. Lane, J. Martorell, Phys. Rep. **51**, 267 (1979).
- [163] J. Treiner, H. Krivine, Ann. Phys. (N.-Y.) **170**, 406 (1986).
- [164] J.M. Pearson, Phys. Lett. B **271**, 12 (1991).
- [165] V.S. Uma Maheswari, V.S. Ramamurthy, L. Satpathy, Phys. Rev. C **52**, 1431 (1995).
- [166] J. Treiner, H. Krivine, Rapport IPNO/TH 82-18, Orsay, 1982.
- [167] J.-P. Blaizot, Atelier thématique : la compressibilité de la matière nucléaire, Saclay, 1995.
- [168] J.-P. Blaizot, RIKEN Rev. **23** (1999) (*cf.* [159]) ; Nucl. Phys. A **649**, 61c (1999).

-
- [169] P. Gleissl, M. Brack, J. Meyer, P. Quentin, *Ann. Phys. (N.-Y.)* **197**, 205 (1990).
- [170] J.-P. Blaizot, J.-F. Berger, J. Dechargé, M. Girod, *Nucl. Phys. A* **591**, 435 (1995).
- [171] Ph. Chomaz, T. Suomijärvi, N. van Giai, J. Treiner, *Phys. Lett. B* **281**, 6 (1992).
- [172] D.H. Youngblood, H.L. Clark, Y.-W. Lui, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 691 (1999) ; *Phys. Rev. C* **65**, 034302 (2002).
- [173] M. Buenerd, *Int. Symp. on Highly Excited States and Nuclear Structure*, Orsay, 1983 ; *J. Phys. France Coll.* **45**, C4-115 (1984).
- [174] K.C. Chung, C.S. Wang, A.J. Santiago, *Phys. Rev. C* **59**, 714 (1999).
- [175] Nguyen Van Giai, P.F. Bortignon, G. Colò, Zhongyu Ma, M. Quaglia, *Nucl. Phys. A* **687**, 44c (2001).
- [176] K. Tuchitani, H. Kouno, A. Hasegawa, M. Nakano, *Int. J. Mod. Phys. E* **10**, 245 (2001) ; J. Piekarewicz, *Phys. Rev. C* **64**, 024307 (2001).
- [177] D. Vretenar G.A. Lalazissis, R. Behnsch, W. Pöschl, P. Ring, *Nucl. Phys. A* **621**, 853 (1997).
- [178] S.K. Patra, M. Centelles, X. Viñas, M. Del Estal, *Phys. Lett. B* **523**, 67 (2001) ; S.K. Patra, X. Viñas, M. Centelles, M. Del Estal, *Nucl. Phys. A* **703**, 240 (2002).
- [179] Zhongyu Ma, Nguyen Van Giai, H. Toki, M. L'Huillier, *Phys. Rev. C* **55**, 2385 (1997) ; Nguyen Van Giai, Zhongyu Ma, H. Toki, B. Chen, *Nucl. Phys. A* **649**, 37c (1999) ; Zhong-yu Ma, Nguyen Van Giai, A. Wandelt, D. Vretenar, P. Ring, *Nucl. Phys. A* **686**, 173 (2001) ; Zhong-yu Ma, A. Wandelt, Nguyen Van Giai, D. Vretenar, P. Ring, Li-gang Cao, *Nucl. Phys. A* **703**, 222 (2002).
- [180] G. Colò, Nguyen Van Giai, P.F. Bortignon, M.R. Quaglia, *RIKEN Rev.* **23** (1999) (*cf.* [159]) ; *Phys. Lett. B* **485**, 362 (2000) ; D. Vretenar, A. Wandelt, P. Ring, *Phys. Lett. B* **487**, 334 (2000).
- [181] S. Shlomo, A.I. Sanzhur, *Phys. Rev. C* **65**, 044310 (2002).
- [182] D. Vretenar, N. Paar, P. Ring, T. Nikšić, *Phys. Rev. C* **65**, 021301 (2002).
- [183] F. Buchinger, J.E. Crawford, A.K. Dutta, J.M. Pearson, F. Tondeur, *Phys. Rev. C* **49**, 1402 (1994).
- [184] V. Bernard, Nguyen Van Giai, *Nucl. Phys. A* **348**, 75 (1980).
- [185] J.P. Blaizot, B.L. Friman, *Nucl. Phys. A* **372**, 69 (1981).
- [186] P.-G. Reinhard, *Nucl. Phys. A* **649**, 305c (1999).
- [187] J.M.G. Gómez, C. Prieto, J. Navarro, *Nucl. Phys. A* **549**, 125 (1992).

- [188] G. Audi, A.H. Wapstra, Nucl. Phys. A **565**, 1 (1993) ; *ibid.* 66 (1993) ; C. Borcea, G. Audi, A.H. Wapstra, P. Favaron, Nucl. Phys. A **565**, 158 (1993) ; G. Audi, A.H. Wapstra, M. Dedieu, Nucl. Phys. A **565**, 193 (1993) ; G. Audi, A.H. Wapstra, Nucl. Phys. A **595**, 409 (1995) ; *2nd Int. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses (ENAM98)*, Bellaire, Michigan, 1998, édité par B.M. Sherrill, D.J. Morrissey, J.N. Davids, AIP Conf. Proc. **455**, 30 (1998) ; A.H. Wapstra, G. Audi, *3rd Int. Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses (ENAM2001)*, Aulanko, Finland, 2001 ; il est aussi utile de consulter le site web “Atomic Mass Data Center” : <http://csnwww.in2p3.fr/AMDC>.
- [189] I. Bombaci, U. Lombardo, Phys. Rev. C **44**, 1892 (1991).
- [190] H. Huber, F. Weber, M.K. Weigel, Phys. Lett. B **317**, 485 (1993) ; Phys. Rev. C **51**, 1790 (1995).
- [191] H.Q. Song, Z.X. Wang, T.T.S. Kuo, Phys. Rev. C **46**, 1788 (1992).
- [192] K. Oyamatsu, I. Tanihata, Y. Sugahara, K. Sumiyoshi, H. Toki, Nucl. Phys. A **634**, 3 (1998) ; K. Oyamatsu, I. Tanihata, Y. Sugahara, H. Toki, K. Sumiyoshi, RIKEN Rev. **26**, 136 (2000), (Focused on Models and Theories of the Nuclear Mass).
- [193] G.A. Lalazissis, D. Vretenar, P. Ring, Phys. Rev. C **57**, 2294 (1998).
- [194] S. Yoshida, H. Sagawa, N. Takigawa, Phys. Rev. C **58**, 2796 (1998).
- [195] I. Hamamoto, H. Sagawa, X.Z. Zhang, Phys. Rev. C **56**, 3121 (1997).
- [196] J.M. Pearson, R.C. Nayak, Nucl. Phys. A **668**, 163 (2000).
- [197] K. Oyamatsu, K. Ieda, Prog. Theor. Phys. **109**, 631 (2003).
- [198] J. Piekarewicz, nucl-th/0205007.
- [199] Bao-An Li, Che Ming Ko, W. Bauer, Int. J. Mod. Phys. E **7**, 147 (1998).
- [200] Bao-An Li, C.M. Ko, Zhongzhou Ren, Phys. Rev. Lett. **78**, 1644 (1997) ; Bao-An Li, A.T. Sustich, Bin Zhang, Phys. Rev. C **64**, 054604 (2001) ; Bao-An Li, Phys. Rev. Lett. **85**, 4221 (2000) ; *ibid.* **88**, 192701 (2002).
- [201] M. Di Toro, V. Baran, M. Colonna, G. Fabbri, A.B. Larionov, S. Maccarone, N. Tsoneva, *Int. Summer School in Nuclear Physics*, Predeal, Roumanie, 1998 ; M. Di Toro, V. Baran, M. Colonna, S. Maccarone, M. Zielinska-Pfabe, H.H. Wolter, Nucl. Phys. A **681**, 426 (2001) ; V. Baran, M. Colonna, M. Di Toro, V. Greco, M. Zielinska-Pfabe, H.H. Wolter, Nucl. Phys. A **703**, 603 (2002) ; V. Greco, M. Colonna, M. Di Toro, F. Matera, Phys. Rev. C **67**, 015203 (2003).
- [202] L. Engvik, M. Hjorth-Jensen, R. Machleidt, H. Müther, A. Polls, Nucl. Phys. A **627**, 85 (1997).
- [203] Bao-An Li, Nucl. Phys. A **708**, 365 (2002).
- [204] P.-G. Reinhard, M. Brack, O. Genzken, Phys. Rev. A **41**, 5568 (1990).
- [205] K. Morawetz, U. Fuhrmann, R. Walke, *Isospin Physics in Heavy-Ion Collisions at Intermediate Energies*, édité par Bao-An Li, W.U. Schroeder (Nova Science Pub. Inc., New-York, 2001), nucl-th/0001032.

- [206] M. Onsi, H. Przysiezniak, J.M. Pearson, Phys. Rev. C **50**, 460 (1994).
- [207] K. Sumiyoshi, H. Suzuki, H. Toki, Astron. Astrophys. **303**, 475 (1995).
- [208] F.L. Braghin, Nucl. Phys. A **665**, 13 (2000) ; *ibid.* A **696**, 413 (2001).
- [209] B. Liu, V. Greco, V. Baran, M. Colonna, M. Di Toro, Phys. Rev. C **65**, 045201 (2002) ; V. Greco, V. Baran, M. Colonna, M. Di Toro, G. Fabbri, F. Matera, *Cortona 2000 Conf.*, Cortona, Italie, World Scientific, Singapore, 2000, nucl-th/0106017.
- [210] Zhong-yu Ma, Ling Liu, Phys. Rev. C **66**, 024321 (2002).
- [211] A. Leprêtre, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, J. Fagot, A. de Miniac, A. Veyssière, Nucl. Phys. A **367**, 237 (1981), et les références incluses.
- [212] G. Coló, Nguyen Van Giai, H. Sagawa, Phys. Lett. B **363**, 5 (1995).
- [213] R.B. Wiringa, V. Fiks, A. Fabrocini, Phys. Rev. C **38**, 1010 (1988) ; R.B. Wiringa, Rev. Mod. Phys. **65**, 231 (1993).
- [214] A. Akmal, V.R. Pandharipande, D.G. Ravenhall, Phys. Rev. C **58**, 1804 (1998) ; V.R. Pandharipande, A. Akmal, D.G. Ravenhall, nucl-th/9802048.
- [215] C.J. Pethick, D.G. Ravenhall, in *Neutron Stars: Theory and Observation*, édité par J. Ventura, D. Pines, NATO ASI Series C (Kluwer, Dordrecht, 1991), Vol. 334, p. 3.
- [216] J.W. Negele, D. Vautherin, Nucl. Phys. A **207**, 298 (1973).
- [217] R. Schaeffer, *Supernovae de type II et assimilées*, Cours de Structure Interne, 3^e Session, Aussois, 1991, Rapport CEA Saclay, SPhT/92-130.
- [218] D.G. Ravenhall, C.D. Bennett, C.J. Pethick, Phys. Rev. Lett. **28**, 978 (1972).
- [219] P. Bonche, D. Vautherin, Nucl. Phys. A **372**, 496 (1981).
- [220] M. Baldo, I. Bombaci, G.F. Burgio, Astron. Astrophys. **328**, 274 (1997).
- [221] J.P. Blaizot, B. Grammaticos, Nucl. Phys. A **355**, 115 (1981).
- [222] K. Kolehmainen, M. Prakash, J.M. Lattimer, J.R. Treiner, Nucl. Phys. A **439**, 535 (1985).
- [223] J. Côté, J.M. Pearson, Nucl. Phys. A **304**, 104 (1978) ; M. Farine, J. Côté, J.M. Pearson, Nucl. Phys. A **338**, 86 (1980) ; Phys. Rev. C **24**, 303 (1981).
- [224] D. Von-Eiff, W. Stocker, M.K. Weigel, Phys. Rev. C **50**, 1436 (1994).
- [225] M. Girod, communication privée, 2002.
- [226] F. Douchin, thèse de doctorat, École Normale Supérieure de Lyon, 1999, non publiée ; F. Douchin, P. Haensel, J. Meyer, Nucl. Phys. A **665**, 419 (2000).
- [227] C.J. Pethick, D.G. Ravenhall, Nucl. Phys. A **606**, 173 (1996).
- [228] V.S. Uma Maheswari, V.S. Ramamurthy, L. Satpathy, Phys. Rev. C **47**, 194 (1993).

- [229] S. Bjørnholm, J.E. Lynn, Rev. Mod. Phys. **52**, 725 (1980).
- [230] Z. Patyk, A. Sobiczewski, P. Armbruster, K.-H. Schmidt, Nucl. Phys. A **491**, 267 (1989) ; Z. Patyk, A. Sobiczewski, Nucl. Phys. A **533**, 132 (1991).
- [231] J.F. Berger, Nucl. Phys. A **502**, 85c (1989).
- [232] Ph. Quentin, *6^e Session d'Étude Biennale de Physique Nucléaire*, La Toussuire, 1981, Rapport LYCEN 8102.
- [233] M.M. Majumdar, J.N. De, C. Samanta, S.K. Samaddar, Phys. Rev. C **48**, 2093 (1993).
- [234] F. Tondeur, Nucl. Phys. A **442**, 460 (1985).
- [235] M. Del Estal, M. Centelles, X. Viñas, Nucl. Phys. A **650**, 443 (1999).
- [236] R.C. Nayak, Phys. Rev. C **25**, 1034 (1982).
- [237] W.M. Alberico, R. Cenni, A. Molinari, Riv. Nuov. Cim. **1**(4), (1978) ; W.M. Alberico, A. Molinari, R. Cenni, M.B. Johnson, Ann. Phys. (N.-Y.) **138**, 178 (1982).
- [238] Bao-An Li, A.T. Sustich, M. Tilley, Bin Zhang, Phys. Rev. C **64**, 051303 (2001) ; Nucl. Phys. A **699**, 493 (2002).
- [239] T. Maruyama, T. Tatsumi, Nucl. Phys. A **693** 710 (2001).
- [240] I. Vidaña, I. Bombaci, Phys. Rev. C **66**, 045801 (2002) ; W. Zuo, U. Lombardo, C.W. Shen, *GISELDA Meeting*, Frascati, Italie, 2002, Comptes-Rendus à paraître chez World Scientific, Singapore, nucl-th/0204056.
- [241] S. Fantoni, A. Sarsa, K.E. Schmidt, Phys. Rev. Lett. **87**, 181101 (2001).
- [242] M. Kutschera, W. Wójcik, Phys. Lett. B **325**, 271 (1994).
- [243] J. Margueron, thèse de doctorat, Université Paris XI, Orsay, 2001 ; J. Margueron, J. Navarro, Nguyen Van Giai, W. Jiang, *The Nuclear Many-Body Problem 2001*, NATO Science Series II, Kluwer Acad. Pub., 2002, nucl-th/0110026 ; J. Margueron, J. Navarro, Nguyen Van Giai, Phys. Rev. C **66**, 014303 (2002).
- [244] P.-G. Reinhard, *Computational Nuclear Physics 1: Nuclear Structure*, édité par K. Langanke, J.A. Maruhn, S.E. Koonin (Springer Verlag, Berlin, 1990).
- [245] X. Campi, D.W. Sprung, J. Martorell, Nucl. Phys. A **223**, 541 (1974) ; J.L. Friar, J.W. Negele, *Advances in Nuclear Physics*, édité par M. Baranger, M. Vogt (Plenum Press, New-York, 1975), Vol. 8.
- [246] E. Chabanat, thèse de doctorat, Université Lyon 1, 1995, non publiée.
- [247] V.I. Isakov, K.I. Erokhina, H. Mach, M. Sanchez-Vega, B. Fogelberg, Eur. Phys. J. A **14**, 29 (2002).
- [248] R. Brockmann, W. Weise, Phys. Rev. C **16**, 1282 (1997).
- [249] M. Thies, Phys. Lett. B **166**, 23 (1986).

- [250] S. Yoshida, H. Sagawa, Nucl. Phys. A **658**, 3 (1999).
- [251] P.-G. Reinhard, H. Flocard, Nucl. Phys. A **584**, 467 (1995).
- [252] H. Sagawa, S. Yoshida, Nucl. Phys. A **688**, 755 (2001).
- [253] M.M. Sharma, G. Lalazissis, J. König, P. Ring, Phys. Rev. Lett. **74**, 3744 (1995).
- [254] J.M. Pearson, M. Farine, Phys. Rev. C **50**, 185 (1994).
- [255] M. Bender, K. Rutz, P.-G. Reinhard, J.A. Maruhn, W. Greiner, Phys. Rev. C **60**, 034304 (1999).
- [256] D. Von-Eiff, H. Freyer, W. Stocker, M.K. Weigel, Phys. Lett. B **344**, 11 (1995).
- [257] G.A. Lalazissis, D. Vretenar, W. Pöschl, P. Ring, Phys. Lett. B **418**, 7 (1998) ; D. Vretenar, G.A. Lalazissis, P. Ring, Phys. Rev. C **57**, 3071 (1998) ; P. Ring, G.A. Lalazissis, D. Vretenar, Nucl. Phys. A **701**, 503c (2002).
- [258] J. Meng, I. Tanihata, Nucl. Phys. A **650**, 176 (1999).
- [259] M. Del Estal, M. Centelles, X. Viñas, S.K. Patra, Phys. Rev. C **63**, 044321 (2001).
- [260] P. Ring, Prog. Part. Nucl. Phys. **46**, 165 (2001).
- [261] M. López-Quelle, Nguyen Van Giai, S. Marcos, L.N. Savushkin, Phys. Rev. C **61**, 064321 (2000).
- [262] D. Hofer, W. Stocker, Nucl. Phys. A **492**, 637 (1989).
- [263] Guo Hua, T.v. Chossy, W. Stocker, Phys. Rev. C **61**, 014307 (1999).
- [264] M. Bender, K. Rutz, P.-G. Reinhard, J.A. Maruhn, Eur. Phys. J. A **7**, 467 (2000).
- [265] R.F. Casten, B.M. Sherill, Prog. Part. Nucl. Phys. **45**, S171 (2000).
- [266] RIKEN Rev. n° **39**, 2001, Focused on Physics of Drip Lines.
- [267] R. Kanungo, I. Tanihata, A. Ozawa, Phys. Lett. B **528**, 58 (2002) ; T. Otsuka, R. Fujimoto, Y. Utsuno, B.A. Brown, M. Honma, T. Mizusaki, Phys. Rev. Lett. **87**, 082502 (2001) ; T. Otsuka, Y. Utsuno, R. Fujimoto, B.A. Brown, M. Honma, T. Mizusaki, ref. [266] p. 33.
- [268] M. Brack, Rev. Mod. Phys. **65**, 677 (1993).
- [269] G.F. Bertsch, K. Hagino, Phys. Atom. Nucl. **64**, 588 (2001), Yad. Fiz. **64**, 646 (2001), édition spéciale en l'honneur du 90^e anniversaire du Professeur A.B. Migdal ; K. Hagino, G.F. Bertsch, Nucl. Phys. A **679**, 163 (2000) ; Phys. Rev. C **61**, 024307 (2000).
- [270] P.-G. Reinhard, M. Girod, Nucl. Phys. A **384**, 179 (1982).
- [271] K. Hagino, P.-G. Reinhard, G.F. Bertsch, Phys. Rev. C **65**, 064320 (2002).
- [272] V.O. Nesterenko, J. Kvasil, P.-G. Reinhard, Phys. Rev. C **66**, 044307 (2002).

- [273] Z. Patyk, A. Sobiczewski, Nucl. Phys. A **626**, 307c (1997) ; Z. Patyk, A. Baran, J.F. Berger, J. Dechargé, J. Dobaczewski, P. Ring, A. Sobiczewski, Phys. Rev. C **59**, 704 (1999).
- [274] R.J. Furnstahl, Nucl. Phys. A **706**, 85 (2002).
- [275] M. Warda, B. Nelo-Pomorska, K. Pomorski, Nucl. Phys. A **635**, 484 (1998).
- [276] C.J. Horowitz, J. Piekarewicz, Phys. Rev. Lett. **86**, 5647 (2001) ; Phys. Rev. C **64**, 062802 (2001).
- [277] F. Tondeur, Phys. Lett. B **123**, 139 (1983) ; B.A. Brown, Phys. Rev. Lett. **85**, 5296 (2000) ; S. Typel, B.A. Brown, Phys. Rev. C **64**, 027302 (2001).
- [278] M.M. Sharma, G.A. Lalazissis, P. Ring, Phys. Lett. B **317**, 9 (1993) ; G.A. Lalazissis, M.M. Sharma, J. König, P. Ring, *Nuclear Shapes and Nuclear Structure at Low Excitation Energies*, édité par M. Vergnes, D. Goutte, P.-H. Heenen, J. Sauvage (Éditions Frontières, Paris, 1994), p. 161.
- [279] J.-F. Berger, dans *Nuclear Shapes and Nuclear Structure at Low Excitation Energies* (Éditions Frontières, Paris, 1994), p. 1.
- [280] M.M. Sharma, G.A. Lalazissis, W. Hillebrandt, P. Ring, Phys. Rev. Lett. **72**, 1431 (1994).
- [281] S. Marcos, L.N. Savushkin, M. López-Quelle, R. Niembro, P. Bernados, Phys. Lett. B **507**, 135 (2001).
- [282] W. Nazarewicz, Nucl. Phys. A **654**, 195c (1999).
- [283] A.C. Mueller, Nucl. Phys. A **654**, 215c (1999).
- [284] J. Dobaczewski, I. Hamamoto, W. Nazarewicz, J.A. Sheikh, Phys. Rev. Lett. **72**, 981 (1994).
- [285] T.R. Werner, J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, Z. Phys. A **358**, 169 (1997) ; J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, *Theme Issue on Science with Radioactive Nuclear Beams*, Philosophical Transactions, édité par W. Gelletly, 1997, nucl-th/9707049 ; J. Dobaczewski, Acta Phys. Pol. **30**, 1647 (1999) ; INPC'01, Berkeley, USA, 2001, nucl-th/0203063 ; J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, Yukawa Int. Seminar 2001 (YKIS01) Physics of Unstable Nuclei, Kyoto, Japon, 2001, Prog. Theor. Phys. Supp. **146**, 70 (2003).
- [286] J. Terasaki, P.-H. Heenen, H. Flocard, P. Bonche, Nucl. Phys. A **600**, 371 (1996) ; P.-H. Heenen, P. Bonche, S. Ćwiok, W. Nazarewicz, A. Valor, RIKEN Rev. No. **10** (Focused on Nuclear Physics), 1999.
- [287] A.T. Kruppa, M. Bender, W. Nazarewicz, P.-G. Reinhard, T. Vertse, S. Ćwiok, Phys. Rev. C **61**, 0343013 (2000) ; W. Nazarewicz, M. Bender, S. Ćwiok, P.-H. Heenen, A.T. Kruppa, P.-G. Reinhard, T. Vertse, Nucl. Phys. A **701**, 165c (2002).
- [288] L. Bitaud, Acta Phys. Pol. **32**, 669 (2001).
- [289] N. Fukunishi, T. Otsuka, I. Tanihata, Phys. Rev. C **48**, 1648 (1993).

- [290] Soojae Im, J. Meng, Phys. Rev. C **61**, 047302 (2000).
- [291] S. Mizutori, J. Dobaczewski, G.A. Lalazissis, W. Nazarewicz, P.-G. Reinhard, Phys. Rev. C **61**, 0443026 (2000).
- [292] J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, P.-G. Reinhard, Nucl. Phys. A **693**, 361 (2001); J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, M.V. Stoitsov, *3rd Int. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses, ENAM 2001*, Hameenlinna, Finlande, 2001, Eur. Phys. J. A **15**, 21 (2002).
- [293] P.-H. Heenen, J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, P. Bonche, T.L. Khoo, Phys. Rev. C **57**, 1719 (1998).
- [294] S. Péru, M. Girod, J.-F. Berger, Eur. Phys. J. A **9**, 35 (2000).
- [295] T. Glasmacher *et al.*, Phys. Lett. B **395**, 163 (1997).
- [296] H. Iwasaki *et al.*, Phys. Lett. B **522**, 227 (2001).
- [297] Z. Dlouhý *et al.*, Nucl. Phys. A **701**, 189c (2002).
- [298] P. Möller, R. Nix, Nucl. Phys. A **536**, 20 (1992).
- [299] Th. Duguet, P. Bonche, P.-H. Heenen, J. Meyer, Phys. Rev. C **65**, 014310 (2002); *ibid.* 014311 (2002).
- [300] S. Hilaire, J.-F. Berger, M. Girod, W. Satula, P. Schuck, Phys. Lett. B **531**, 61 (2002).
- [301] W. Satula, J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, Phys. Rev. Lett. **81**, 3599 (1998).
- [302] J. Engel, K. Langanke, P. Vogel, Phys. Lett. B **389**, 211 (1996); W. Satula, R.A. Wyss, Phys. Lett. B **393**, 1 (1997); A. Goodman, Phys. Rev. C **58**, R3051 (1998); Phys. Rev. Lett. **86**, 4488 (2001); Phys. Rev. Lett. **87**, 052504 (2001); Acta Phys. Pol. **32**, 2441 (2001); P. Vogel, Nucl. Phys. A **662**, 148 (2000).
- [303] W. Satula, D.J. Dean, J. Gary, S. Mizutori, W. Nazarewicz, Phys. Lett. B **407**, 103 (1997).
- [304] W. Satula, *Int. Conf. Nuclear Structure'98*, Gatlinburg, USA, 1998, nucl-th/9809089.
- [305] K. Neergård, Phys. Lett. B **537**, 287 (2002).
- [306] Ph. Quentin, N. Redon, J. Meyer, M. Meyer, Phys. Rev. C **41**, 341 (1990).
- [307] P.-H. Heenen, P. Bonche, J. Dobaczewski, H. Flocard, Nucl. Phys. A **561**, 367 (1993).
- [308] J.A. Sheikh, P. Ring, Nucl. Phys. A **665**, 71 (2000); J.A. Sheikh, P. Ring, E. Lopes, R. Rossignoli, Phys. Rev. C **66**, 044318 (2002).
- [309] B.Q. Chen, Z.Y. Ma, F. Gruemmer, S. Krewald, Phys. Lett. B **455**, 13 (1999).
- [310] W.R. Gibbs, J.-P. Dedonder, Phys. Rev. C **46**, 1825 (1992); C.J. Horowitz, *Comptes-Rendus de la Quebec Intersections Conference*, nucl-th/0010010; C.J. Horowitz, S.J. Pollock, P.A. Souder, R. Michaels, Phys. Rev. C **63**, 025501 (2001).

- [311] F. Douchin, P. Haensel, Phys. Lett. B **485**, 107 (2000) ; P. Haensel, J.L. Zudnik, F. Douchin, Astron. Astrophys. 2002, à paraître ; F. Douchin, P. Haensel, Astron. Astrophys. 2002, à paraître ; voir aussi : P. Magierski, A. Bulgac, P.-H. Heenen, *Fifth Workshop on Quantum Field Theory under the Influence of External Conditions*, Leipzig, Allemagne, 2001, Int. J. Mod. Phys. A **17**, 1059 (2002) ; Nuclear Many-Body Problem 2001, NATO Advanced Research Workshop, Brijuni, Croatie, 2001, NATO Science Series II – Mathematics, Physics and Chemistry (Kluwer Academic Pub., 2002), nucl-th/0112003 ; A. Bulgac, P. Magierski, Nucl. Phys. A **683**, 695 (2001) ; *Erratum*, Nucl. Phys. A **703**, 892 (2002).
- [312] Ø. Elgarøy, L. Engvik, E. Osnes, F.V. De Blasio, M. Hjorth-Jensen, G. Lazzari, Phys. Rev. D **54**, 1848 (1996).
- [313] F. Weber, *Int. Workshop on Hadron Physics*, Rio Grande do Sul, Brazil, 2002, comptes-rendus à paraître chez (World Scientific, Singapore, 2002).
- [314] C.J. Horowitz, J. Piekarewicz, Phys. Rev. Lett. **86**, 5647 (2001) ; Phys. Rev. C **64**, 062802 (2001) ; *ibid.* **66**, 055803 (2002) ; S. Schramm, Phys. Lett. B **560**, 164 (2003).
- [315] Bao-An Li, Nucl. Phys. A **708**, 365 (2002).
- [316] A. Bulgac, Yongle Yu, Série de cours à : *Beijing Int. Summer School on Subatomic Physics*, Beijing, 2001 ; *Int. Workshop on Nuclear Physics with RIB*, Lanzhou, 2001, nucl-th/0109083 ; A. Bulgac, Yongle Yu, Phys. Rev. Lett. **88**, 042504 (2002) ; *ibid.* **80**, 222501 (2003) ; A. Bulgac, Phys. Rev. C **65**, 051305 (2002).
- [317] Th. Duguet, thèse de doctorat, Paris VII, 2002, non publiée ; Th. Duguet, Phys. Rev. C **67**, 044311 (2003) ; Th. Duguet, P. Bonche, Phys. Rev. C **67**, 054308 (2003).
- [318] B.A. Brown, R.R.C. Clement, H. Schatz, A. Volya, W.A. Richter, Phys. Rev. C **65**, 045802 (2002) ; B. Pfeiffer, K.-L. Ktraz, F.-K. Thielemann, W.B. Walters, Nucl. Phys. A **693**, 282 (2001).
- [319] T. Suzuki, H. Sagawa, Prog. Part. Nucl. Phys. **46**, 135 (2001) ; H. Sagawa, H. Eßbensen, Nucl. Phys. A **693**, 2001 (448).
- [320] M.A. Huertas, Phys. Rev. C **66**, 024318 (2002).
- [321] Fl. Stancu, D.M. Brink, H. Flocard, Phys. Lett. B **68**, 108 (1977).
- [322] B.A. Brown, W.A. Richter, R. Lindsay, Phys. Lett. B **483**, 49 (2000) ; il existe également des études dans le cadre de modèles relativistes : F. Cardarelli, J. Piekarewicz, Nucl. Phys. A **612**, 429 (1997).
- [323] J.A. Nolen Jr., J.P. Schiffer, Ann. Rev. Nucl. Part. Sc. **19**, 471 (1969).
- [324] G.Q. Li, R. Machleidt, Phys. Rev. C **58**, 3153 (1998) ; H. Muether, A. Polls, R. Machleidt, Phys. Lett. B **445**, 259 (1999) ; C. Harzer, H. Mütter, R. Machleidt, Phys. Lett. B **459**, 1 (1999) ; R. Machleidt, Phys. Rev. C **63**, 024001 (2001) ; R. Machleidt, H. Mütter, Phys. Rev. C **63**, 034005 (2001).
- [325] J. Duflo, A.P. Zuker, Phys. Rev. C **66**, 051304 (2002) ; A.P. Zuker, J. Duflo, S.M. Lenzi, G. Martínez-Pinedo, A. Poves, J. Sánchez-Solano, nucl-th/0104048.

-
- [326] F. Leblanc, communication privée, 2002 ; Collaboration COMPLIS sur le site web de l'IPN Orsay, 2002.
- [327] R. Michaels, P.A. Souder, G.M. Urciuoli, spokesmen, Proposal to Jefferson Laboratory.
- [328] N. Fukunishi, T. Otsuka, I. Tanihata, Phys. Rev. C **48**, 1648 (1993).
- [329] S. Karataglidis, K. Amos, B.A. Brown, P.K. Deb, Phys. Rev. C **65**, 044306 (2002).
- [330] M. Meyer, J.-P. Vivien, Ann. Phys. Fr. **17**, 11 (1992).
- [331] P. Charmont, Rapport de stage de Magistère, Université Lyon 1, non publié.
- [332] Review of Particle Physics, Particle Data Group, Eur. Phys. J. C **15**, 1 (2000) ; il est aussi utile de consulter le site web du groupe : <http://pdg.lbl.gov>.
- [333] M.M. Sharma, M.A. Nagarajan, P. Ring, Phys. Lett. B **312**, 377 (1993).
- [334] G.A. Lalazissis, J. König, P. Ring, Phys. Rev. C **55**, 540 (1997).